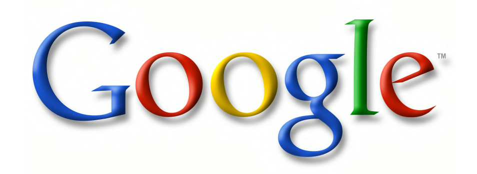
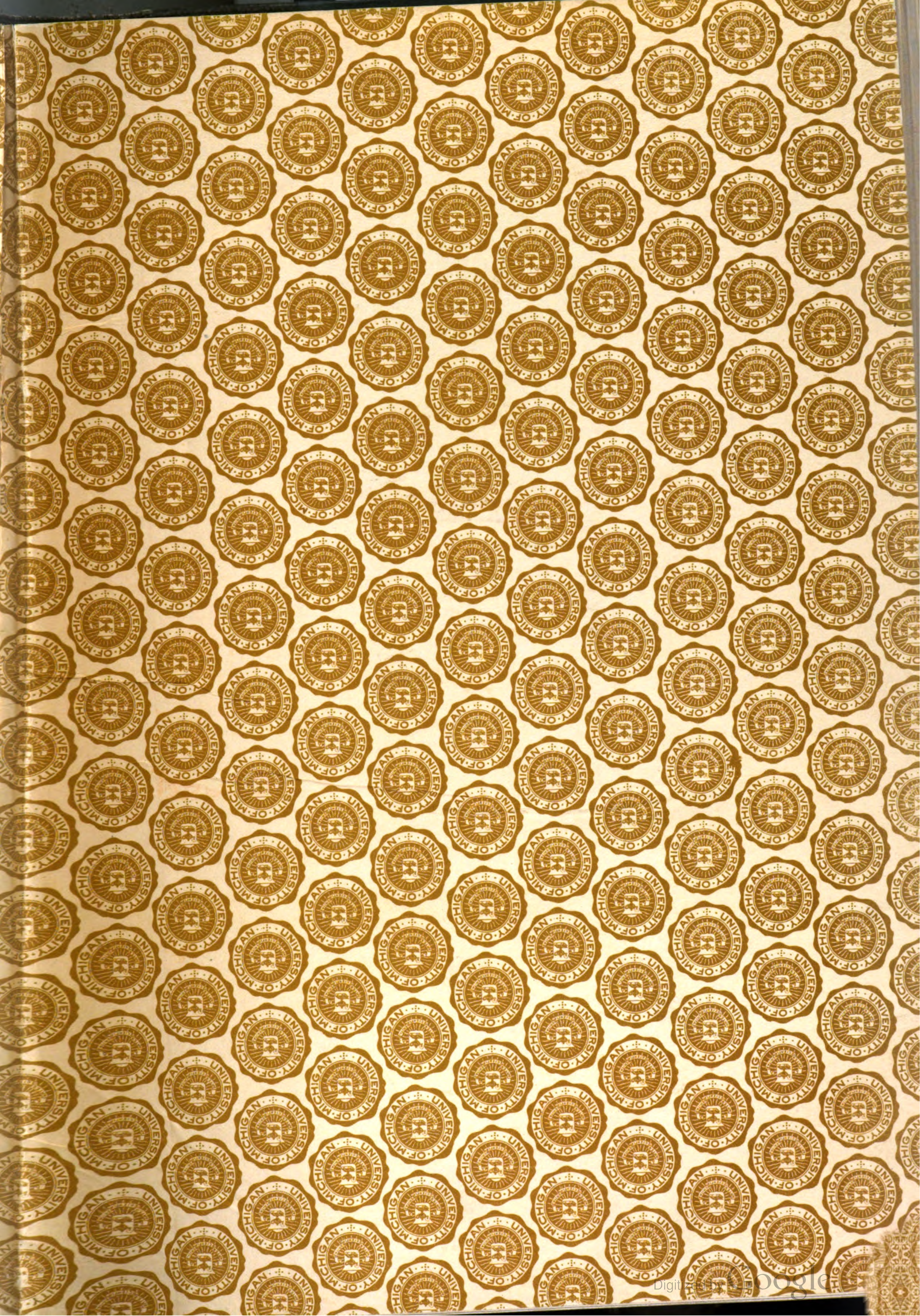



Google


1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
CIRCUMSPICE
PHYSICS LIBRARY
Digitized by Google


UNIVERSITY · OF · MICHIGAN

ZEITSCHRIFT

FÜR

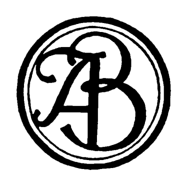
TECHNISCHE PHYSIK

HERAUSGEGEBEN
VON DER
**DEUTSCHEN GESELLSCHAFT
FÜR TECHNISCHE PHYSIK E. V.**

UNTER MITWIRKUNG
VON
PROF. DR. GEORG GEHLHOFF UND PROF. DR. HANS RUKOP

SCHRIFTLEITUNG:
PROFESSOR DR. WILHELM HORT

ZEHNTER JAHRGANG



1929

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH IN LEIPZIG

Zeitschrift für technische Physik

1929 **Zehnter Jahrgang** **Nr. 1**

INHALT:

Auf Beschluß der Hauptversammlung am 16. September 1928 in Hamburg wurde der Jahresbeitrag für das Jahr 1929 wie folgt festgesetzt:

Groß-Berliner Mitglieder	Rm. 25.—
Auswärtige Mitglieder	Rm. 20.—
Ausländische Mitglieder	$ 5.—

oder den in der betreffenden Landeswährung umgerechneten Betrag.

Für Firmen und korporative Mitglieder gilt das Dreifache dieser Beträge.

Es wird gebeten, obige Beiträge baldmöglichst auf unser Postscheckkonto Berlin Nr. 28765 zu überweisen. Die Beitragszahlung kann in zwei Halbjahresraten erfolgen; jedoch ist zur Vereinfachung Zahlung des ganzen Jahresbeitrages erwünscht.

Die Beiträge sind im Januar 1929 fällig. Bis zum 31. Januar 1929 nicht eingegangene Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen. Es wird an die Zahlung der rückständigen zweiten Halbjahrsbeiträge 1928 erinnert.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik

K. MEY,
Schatzmeister

Zum 60. Geburtstag von V. von Niesiolowski

Der bekannte Physiker General Viktor Ritter von Niesiolowski-Gawin, geboren 1868, 4. Sept., in Troppau, Schlesien, hat sein 60. Lebensjahr vollendet. Er studierte 1885—1888 an der Technischen Militärakademie in Wien, wurde 1888 zum Leutnant im Österr. Genie-Regiment Nr. 1 befördert und machte 1891—93 den Höheren Geniekurs in Wien mit. Sodann studierte er vier Jahre, 1894—98, Mathematik und Physik an der Universität Wien, unter Boltzmann, F. Exner, Escherich, Gegenbauer, E. Mach, G. Jäger und V. von Lang. 1896—1916 war er, als Nachfolger von A. von Obermayer, Lehrer der Physik und Mechanik und zugleich Leiter des physikalischen Instituts an der Österr. Technischen Militärakademie. Im Nebenamt lehrte er 1897—1914 „Naturwissenschaften" (Kriegstechnik) an der Kriegsschule Wien. Den Krieg machte er an technisch leitender Stelle auf den Kriegsschauplätzen von Rußland und Italien mit. Seit 1924 lebt er als Generalmajor a. D. zu Mödling, wohin 1904 die Technische Militärakademie von Wien aus verlegt worden war.

V. v. Niesiolowski hat sich als Physiker bekannt gemacht durch eine Reihe von wissenschaftlichen Aufsätzen, besonders aber durch sein umfassendes Werk „Ausgewählte Kapitel der Technik, mit besonderer Rücksicht auf militärische Anwendungen". Wer dieses überaus klar und anregend geschriebene Werk liest, erhält einen Begriff von der ungewöhnlichen Lehr- und Darstellungsgabe dieses Physikers und wird verstehen, daß die jungen Offiziere, die seinen Unterricht genossen hatten, stets mit Begeisterung von diesem ihrem Lehrer erzählten und zu versichern pflegten: Wer die Vorlesungen von V. v. Niesiolowski über Physik und Mechanik gehört und nicht verstanden hat, der ist unrettbar für die Wissenschaft verloren.

Aus jüngster Zeit sind noch die Artikel zu erwähnen, die General V. v. N. über Zeitmessung und Zeitregistrierung im Handbuch der Physik Geiger-Scheel Band 2 veröffentlicht hat. Er dürfte der erste Physiker sein, der die gesamte Uhrentechnik in ihren vielen physikalischen und mathematischen Einzelheiten und mit allen Erfordernissen für ihre Weiterentwicklung wissenschaftlich streng und gründlich behandelt hat.

Mögen dem hochverdienten Gelehrten, der sich durch seine persönliche Liebenswürdigkeit viele Freunde erworben hat, noch recht zahlreiche Jahre rüstigen Schaffens zu Nutz und Frommen der Wissenschaft beschieden sein.

K. Scheel.

Originalmitteilungen

Untersuchungen über die physikalischen Grundlagen des Schmierungsvorganges, insbesondere im Explosionsmotor

Von S. Kyropoulos, Göttingen

I.

§ 1. Einleitung und Problemstellung

Die Viskosität eines Schmiermittels wird im allgemeinen als Hauptfaktor der Schmierwirkung angesehen. Die Erfahrung lehrt indessen, daß Öle sehr ähnlicher Viskosität sich im Betriebe des gleichen Explosionsmotors sehr verschieden bewähren. Dieser Befund bildet die Grundlage der vorliegenden Untersuchung. Er ist, ohne gänzlich auf den Explosionsmotor beschränkt zu sein, wesentlich in dessen besonderen Betriebsbedingungen begründet. Diese Bedingungen rücken Eigenschaften des Schmiermittels in den Vordergrund, die für den Schmiervorgang an sich bedeutungslos sind.

Aus dieser Sachlage ergab sich die Problemstellung der Untersuchung: durch welche physikalischen Eigenschaften zeichnen sich besonders geeignete Öle vor anderen aus und welche von diesen Eigenschaften sind für die reine Schmierwirkung, welche unter den besonderen Betriebsbedingungen des Explosionsmotors von Bedeutung.

Die Auswahl besonders geeigneter Öle wurde auf Grund von Betriebserfahrungen mit luftgekühlten Zweizylindermotoren getroffen (Harley-Davidson, 989 ccm mit Gußeisen- bzw. Aluminiumkolben, 1 : 3,8 Atm. Verdichtungsverhältnis, Viertakt, gegengesteuerte Ventile, Schleuderschmierung). Die Erfahrungen fanden sich bestätigt im Betriebe eines luftgekühlten Vierzylindermotors von der Bau-

art eines Wagenmotors (Henderson, 1301 ccm, Umlaufschmierung), sowie eines 6 zylind. wassergekühlten Wagenmotors (Chrysler 62).

§ 2. Die reine Schmierwirkung

Die Schmierschicht wird ihrer Aufgabe, Trockenreibung durch Flüssigkeitsreibung zu ersetzen, in dem Maße gerecht, in dem sie Widerstand gegen das Verdrängtwerden leisten kann. Dieser Widerstand ist gekennzeichnet:

1. durch ihren Verschiebungswiderstand — Viskosität,
2. durch den Zusammenhalt der Schicht — deren Molekularkräfte,
3. durch ihre Haftfestigkeit an den Flächen, gegebenenfalls durch Bildung monomolekularer Schichten.
4. Zu diesen Faktoren gesellt sich hinzu die Dielektrizitätskonstante (DEK.) und Molekülgröße des Mediums in ihrer Eigenschaft, die Molekularkräfte der gleitenden Flächen zu vermindern, durch deren Wirkung das „Fressen" hervorgebracht wird.

Zu diesen Eigenschaften sei einiges bemerkt. An sich bedeutet Erhöhung der Viskosität unmittelbar Erwärmung und dadurch eine mittelbare größenmäßige Beeinflussung der übrigen Faktoren. Bereits hieraus geht hervor, daß die Viskosität grundsätzlich so gering als möglich sein sollte.

Für den Zusammenhang der Schmierschicht, ihre Molekularkräfte, ist ein Maß die Kapillarkonstante, die bei den in Betracht kommenden Stoffen schwerlich zweckwidrig große Werte annehmen kann.

Eine besonders große Haftfestigkeit und DEK. eignet namentlich den ausgesprochenen Dipolsubstanzen.

§ 3. Betriebsbedingungen des Explosionsmotors

Die offenkundigste Besonderheit des Explosionsmotors besteht in seinem starken Temperaturgradienten vom Sitz des Auspuffventils nach der Antriebswelle. Aus der Temperaturabhängigkeit der aufgeführten Eigenschaften der Schmiermittel und damit der Existenz eines bestgeeigneten Schmiermittels für jede Betriebstemperatur ergibt sich die ideale Forderung der gleichzeitigen Verwendung verschiedener Schmiermittel an verschieden heißen Stellen des Motors. Ausführungen an späterer Stelle werden zeigen, daß gewisse Schmiermittel dieser Forderung besonders nahe kommen.

Ihren sinnfälligsten Ausdruck findet die Besonderheit des Explosionsmotors in der Mitverbrennung des Schmiermittels. Im allgemeinen erfolgt diese unvollständig und verschiedene Bestandteile der Öle nehmen in verschiedenem Maße an ihr teil. Von ihren nachteiligen Folgen seien hervorgehoben: die direkte Beeinflussung der Bauart des Motors infolge von Ölkohleansatz durch Verkleinerung des Zylindervolumens, welche sich namentlich als Steigerung der Kompression auswirkt, der eine größere Wärmeentwicklung und verschlechterte Wärmeabfuhr gegenübersteht. Weiter gelangen losgelöste Ölkohleteilchen ins Schmiermittel und wirken mit diesem zusammen als Schleifmittel verschleißend auf die beweglichen Teile des Motors.

Aus diesen Tatsachen ergibt sich die alternative Idealforderung nach vollständiger Verbrennung des in den Verbrennungsraum eindringenden Öles oder dessen völligem Ausschluß.

Eine weitere, bisher im Zusammenhang mit den Schmiermitteln nicht betrachtete Eigentümlichkeit des Betriebes des Explosionsmotors ist die Möglichkeit der Ausbildung elektrischer Felder zwischen verschiedenen, durch Ölschichten voneinander getrennten Teilen des Motors. Ihr Zustandekommen kann dreierlei Ursache haben: 1. das Übereinandergleiten der geschmierten Flächen; 2. das Ausströmen der Auspuffgase; 3. die Zündvorrichtung.

Die Wirkung derart entstehender elektrischen Felder muß in einer elektrischen Reinigung des Öles bestehen, d. h. in der Niederschlagung von festen Verunreinigungen an den Feldenden. Dieser Wirkung entspricht bei Dipolmischölen eine Anreicherung der Dipolmoleküle an den Elektroden, der sich die allgemeine orientierende Wirkung auf die Dipole hinzugesellt. Beide Effekte fördern das Haften der Ölschicht an den gleitenden Flächen. Bei den Mischölen könnte die Anreicherung der Dipolmoleküle sogar so weit gehen, daß sich eine besonders gute Schmierwirkung dort voraussehen läßt, wo bei völligem Überzug der Wände mit monomolekularen Schichten das Mineralöl besonders geringe Eigenreibung besitzt. Dieser Vorgang würde den merklichen Einfluß bereits geringer Mengen Zusatzes von Dipolölen auf die reine Schmierwirkung verständlicher machen.

§ 4. Die verschiedenen Ölklassen.

Für die vorliegende Untersuchung kommen im wesentlichen drei Ölklassen in Betracht: die reinen Pflanzenöle, die reinen Mineralöle und die Gemische aus beiden. Der charakteristischste Vertreter der ersteren ist das Rizinusöl; die gebräuchlichsten Mischöle enthalten dieses in wechselnden Anteilen. Als Grundlage für die Untersuchungen wurden von den reinen Mineralölen zwei Öle von mäßiger Viskosität, die Valvolineöle H und XRM und ein Mischöl, Castrol XL, verwendet. Sie werden im folgenden kurz als „Vergleichsöle" bezeichnet. Die Verschiedenartigkeit dieser Öle legte strenge Unterscheidung zwischen reiner Schmierwirkung und Sonderbedingungen des Explosions-

motors, sowie getrennte Betrachtung der Ölklassen besonders nahe.

II.

§ 5. Messungen. Verschiebungswiderstand. Viskositätskurven

Die Betrachtungsweise des Schmierungsvorganges, die unter Vernachlässigung anderer Faktoren, den hydrodynamischen Schmierungsvorgang, den Ersatz der Trockenreibung durch Flüssigkeitsreibung schlechthin, in den Vordergrund rückte, hat von jeher der Temperaturabhängigkeit der Viskosität des Rizinusöles besondere Bedeutung beigemessen. Noch heute findet man häufig die irreführende Behauptung, daß dem Rizinusöl eine besonders „gestreckte" Viskositätskurve zukomme. Um eine Vorstellung von der Bedeutung der Viskositätskure bei der vorliegenden Untersuchung zu erhalten, wurden die Viskositätskurven von 30 verschiedenen Ölen im Bereiche von 20—150° C von 10 zu 10° gemessen. Zur Messung diente die Coulombsche Methode der Bestimmung von Dämpfungskonstanten mittels eines Torsionspendels. Dieses bestand aus einer Bleilinse von 2,7 cm Durchmesser, 0,7 cm Dicke und 34 g Masse. Ein zentral eingeschraubter Messingstift von 2,7 cm Länge und 0,4 cm Dicke diente dem eingelöteten Torsionsdraht (Messing 0,015 cm dick, 30 cm lang) als Halt. Wenige Zentimeter über der Einlötstelle war ein Zeiger angelötet, der Winkelausschläge über einem Teilkreis anzeigte. Als Gefäß diente ein Becherglas von 5,5 cm Durchmesser, welches von einem elektrischen Heizmantel umgeben war. Aus den Schwingungsbeobachtungen wurde jeweils das logarithmische Dekrement und daraus der Reibungsfaktor (b) der Differentialgleichung der Schwingung berechnet. In der Tab. 1 sind die b-Werte für sämtliche untersuchten Öle von 10 zu 10° zahlenmäßig aufgeführt.

Die Temperaturabhängigkeit der b-Werte für Rizinusöl weist keine auffallenden Besonderheiten im Vergleich zu der der meisten Öle, z. B. AAAX,

Tabelle 1

Reibungskoeffizient b als $F_{(t)}$

Öl	Temperatur	70°	80°	90°	100°	110°	120°	130°	140°	150°
1. (AAAX)	15,65 (16°) 3,48 (33°)	0,687	0,538	0,437	0,359	0,302	0,258	0,220	0,187	0,157
2. (EH)	18,19 (17°) 2,75 (34°)	0,622	0,521	0,431	0,359	0,302	0,256	0,214	0,185	0,157
3. (H)	3,61 (13°) 1,48 (34°)	0,502	0,375	0,289	0,245	0,214	0,192	0,179	0,159	0,141
4. (XRM)	3,85 (15°) 1,28 (34°)	0,455	0,352	0,280	0,234	0,200	0,177	0,154	0,145	0,137
5. (MA)	1,38 (17°) 1,11 (33°)	0,283	0,231	0,199	0,168	0,145	0,128	0,112	0,105	0,098
7. (WLB)		0,186	0,152	0,128	0,110	0,100	0,093	0,088	0,083	0,072
8. (H. D.)	7,86 (15°) 2,22 (33°)	0,539	0,443	0,378	0,307	0,249	0,211	0,184	0,165	0,150
9. —			0,455	0,366	0,306	0,262	0,221	0,187	0,164	0,148
10. —	63,05 (15°) 2,65 (34°)	0,525	0,422	0,328	0,250	0,206	0,172	0,158	0,144	0,130
12. (O)	18,9 (16°) 2,20 (37°)	0,483	0,351	0,283	0,230	0,194	0,170	0,150	0,135	0,118
13. (N)	10,37 (15°) 1,44 (36°)	0,374	0,283	0,227	0,184	0,154	0,130	0,117	0,100	0,095
14. (S)	126,3 (13°) 5,10 (35°)	0,528	0,407	0,310	0,249	0,208	0,173	0,146	0,124	0,107
15. —	6,98 (15°) 1,53 (36°)	0,466	0,364	0,288	0,231	0,192	0,166	0,145	0,139	0,137
16. —		0,315	0,270	0,235	0,211	0,190	0,168	0,144	0,124	0,105
17. (Rizinusöl)	10,37 (15°) 2,65 (34°)	0,557	0,452	0,376	0,313	0,265	0,227	0,194	0,169	0,145
21. (Glycerin)	1,63 (15°) 1,06 (34°)	0,265	0,217	0,183	0,156	0,137				
24. (R)	10,12 (15°) 2,27 (35°)	0,554	0,464	0,376	0,299	0,247	0,207	0,185	0,168	0,160
25. (Castrol R)	11,13 (15°) 2,27 (34°)	0,568	0,459	0,359	0,288	0,246	0,214	0,185	0,164	0,148
26. (CXL)	5,35 (16°) 1,62 (33°)	0,485	0,383	0,312	0,259	0,200	0,185	0,160	0,145	0,137
27. (C. C.)		0,356	0,298	0,254	0,219	0,192	0,169	0,152	0,139	0,128
28. —	5,85 (15°) 1,62 (35°)		0,452	0,356	0,292	0,252	0,226	0,194	0,172	0,148
30. —	9,99 (15°) 2,72 (35°)	0,539	0,436	0,325	0,261	0,227	0,197	0,177	0,160	0,141
XRM + 5 % Riz.		0,454	0,347	0,276	0,231	0,199	0,176	0,152	0,143	0,137
„ + 15 % „		0,494	0,394	0,315	0,248	0,200	0,176	0,152	0,145	0,137
„ + 25 % „		0,512	0,402	0,333	0,260	0,207	0,176	0,152	0,143	0,137

Englerzahlen einiger Vergleichsöle

	50°	100°	150°
AAAX	27,8	3,6	1,7
H	11,9	2,4	1,45
XRM	9,2	2,15	1,4
MA	4,8	1,6	1,2

H und XRM auf. Je nach der Größe der Viskosität bei Zimmertemperatur verschiebt sich das Gebiet geringer („gestreckter) Viskositätsabnahme nach höheren Temperaturen hin, ohne charakteristische Verschiedenheiten aufzuweisen. Eine stärkere Abnahme im Gebiete von 100—150° ist nur bei einzelnen Mineralölen, und zwar bei denen mit den höchsten DEK. wahrzunehmen.

Zur Beurteilung des Einflusses von Zusätzen zum Mineralöl wurden Gemische verschiedener Konzentration von XRM und Rizinusöl hergestellt, deren Komponenten hinreichend verschieden und in sich wiederum hinreichend einheitlich sind, um für den Zweck der vorliegenden Untersuchung als binäre Systeme gelten zu können. Die Viskositätsdaten zeigen, daß die Wirkung angenähert proportional der zugesetzten Menge ist. Eine Wirkung geringer Mengen von Rizinusöl im Sinne einer wesentlichen Beeinflussung der Viskositätskurve des Mineralöles ist nicht festzustellen.

§ 6. Viskosität und Molekülform, Strömungsorientierung

Ein Vergleich der Viskositätskurven der Öle AAAX, H, XRM und MA ist insofern von Interesse, als diese einer bestimmten Sonderklasse angehören. Sie sind sämtlich Homologe der gesättigten Paraffinkohlenwasserstoffe $C_n H_{2n+2}$ und ihre Viskositätskurven decken sich praktisch innerhalb der Versuchsfehler bei Verschiebung längs der *T*-Achse im Gebiet höherer Temperaturen. Wie ein Vergleich der Viskositätskurven dieser Öle gleicher chemischen Konstitution (AAAX bis MA) zeigt, wächst die Viskosität mit der Länge der Kette und steigt bei den langen kettenförmigen Molekülen stärker an mit fallender Temperatur, als z. B. bei Rizinusöl, Glyzerin und Wasser. Dies ist vom Standpunkt der Molekularphysik insofern von Bedeutung, als eine nicht durch Zerfall typischer Assoziationskomplexe komplizierte Temperaturabhängigkeit der Viskosität vorliegt, und bei der bekannten Kettengestalt dieser Moleküle, ein besonders einfacher Zusammenhang zwischen Moleküllänge und Viskosität, dessen sinngemäße Betrachtung bei anderen Flüssigkeiten einen Angriffspunkt für die Erforschung der Flüssigkeitsmoleküle bieten kann.

Ein stärkerer Anstieg der Viskosität mit fallender Temperatur, so wie er bei diesen Ölen vorliegt, ist in dem Maße zu erwarten, in dem sich die Molekülform von der Kugelgestalt entfernt und „sperriger“ wird. Diese vermutlich fehlende „Sperrigkeit“ beim Wasser erklärt auch seine viel geringere Viskosität. Würde das Wasser, bei seinem hohen Assoziationsgrad, wesentlich in einer Längsrichtung assoziiert sein, so würde es wohl bei Zimmertemperatur bereits die Zähigkeit eines dicken Öles haben.

Die präzisere molekularphysikalische Bedeutung der „Sperrigkeit“ ergibt sich, wenn man sich die Fähigkeit der gesättigten Ölmoleküle vergegenwärtigt, sich zu Aggregaten zu vereinigen. Entsprechend ihrer Ladungsverteilung und Länge sind lose, verzweigte, filzartige Komplexe zu erwarten.

Hinsichtlich des Viskositätsverlaufes nach höheren Temperaturen bei langgestreckten Molekülen liegt dann folgende Vorstellung nahe. Mit zunehmender Temperatur treten die Sperrigkeitswiderstände mehr und mehr zurück, die Moleküle vermögen der Richtung geringsten Reibungswiderstandes zu folgen und eine Längsorientierung anzunehmen. Das Ergebnis ist, daß innerhalb eines gewissen höheren Temperaturbereiches die Viskositätswerte solcher Flüssigkeiten, deren Moleküle nur durch ihre Länge unterschieden sind, einander immer näher kommen. Ihre Sperrigkeit verschwindet mehr und mehr und überwiegend bleibt zurück die für alle gleiche Reibung längs der gleichartigen Molekülseiten.

Dieser Vorstellung der Wirkung der Moleküllänge entspricht vollkommen der Anstieg der Kapillarkonstante innerhalb einer solchen (dipolfreien) Stoffklasse mit der Viskosität und Moleküllänge.

Die Betrachtung ergibt, daß bei bewegten, einfach kettenförmigen Molekülen wesentlich mit einer Längsorientierung zu rechnen ist und daß, in obigem Bilde, der Nutzen der Molekülvergrößerung nur sekundär, in einer Vergrößerung der „Sperrigkeit“ besteht.

Die Annahme einer derartigen „Strömungsorientierung“ bereits bei einer relativ niedrigen Temperatur und damit eines relativ langsamen Abfalles der Viskosität nach höheren Temperaturen hin, steht im Einklang mit dem Verlauf der Viskositätskurven der gesättigten Kohlenwasserstofföle und ihrem relativ flachen Abfall. Ein anderer, steilerer Abfall ist bei den Ölen zu erwarten, deren Moleküle Seitenketten enthalten, keine Symmetrieachse besitzen und somit sperriger und weniger zur Strömungsorientierung geneigt sind. Die Öle S und N der vorliegenden Untersuchung zeigen diesen Temperaturverlauf der Viskosität ganz ausgesprochen. Dunstan und Thole[1]) sowie Woog[2]) haben auf die Vergrößerung der Viskosität durch ungesättigte Kohlenwasserstoffe bzw. molekulare Asymmetrie hingewiesen.

Die vorstehenden Betrachtungen, die lediglich auf molekularphysikalischen Überlegungen beruhten und auf dem Verlauf der Viskositätskurven einigermaßen definierter Öle, werden gestützt durch neuere Untersuchungen von Vorländer und

[1]) J. Petr. Techn. **4** (1918), 191.

[2]) P. Woog, Contributions à l'étude du graissage, p. 190, Paris 1926.

Walter[3]), die nichts anderes sind, als Untersuchungen über Strömungsorientierung an wohldefinierten Stoffen. Hierbei befanden sich die untersuchten Flüssigkeiten bei etwa 20° in einem zylindrischen Gefäß, in dem in 1 mm Abstand ein konzentrisch angeordneter Zylinder rotiert wurde. Die Drehzahlen pro Minute betrugen von 300—10 000. Die beobachtete Doppelbrechung ist ein Maß für die Orientierung. Die Hauptergebnisse mit Bezug auf das vorliegende Problem sind die folgenden:

Die der Ordnung entgegenwirkende Molekülbewegung wird bei der Rotation um so leichter überwunden, je mehr das Molekül Stäbchenform annimmt. Bei vielen Substanzen mit geringer Zähigkeit nimmt die Orientierung mit wachsender Drehzahl deutlich zu. Umgekehrt nimmt sie in einigen Fällen mit wachsender Drehzahl so schnell ab, wie aus dem Einfluß der bei der Rotation steigenden Temperatur kaum zu erklären ist. Dabei handelt es sich um Flüssigkeiten von sehr großer Zähigkeit und kleiner spez. Doppelbrechung (D.). — Keine D. zeigten in der benutzten Apparatur kleine Moleküle oder sehr verzweigte und solche ohne ausgeprägte Längsrichtung. — Die D. wächst mit steigender Kettenlänge bei den Fettsäuren. — Werden in das Molekül Seitenketten eingeführt, so sinkt die D. je nach der Länge der Seitenkette. — Der Einfluß der Winkelbildung zeigt sich bei stellungsisomeren Benzolderivaten im Wachsen der D. vom *o*- über das *m*- nach dem *p*-Derivat.

Eine Ergänzung der vorstehenden Untersuchungen mit Hinblick auf das vorliegende Problem hinsichtlich der Abhängigkeit der Strömungsorientierung von der Drehzahl, dem Zylinderzwischenraum, dem Druck und namentlich der Temperatur und ihre Ausdehnung auf die hier behandelten Öle befindet sich in Vorbereitung.

Die Ergebnisse von Vorländer und Walter legen jedoch bereits nahe, eine bekannte Diskrepanz zwischen dem Befund der Zähigkeitsmessung und der Ölprüfmaschine durch Strömungsorientierung zu erklären.

Biel[4]) stellte Untersuchungen über die Größe des an der Welle der Ölprüfmaschine gemessenen Reibungsmomentes bei Schmierung mit einem reinen Mineralöl und einem Mineralöl-Voltolgemisch an. Die Englerviskositäten von Öl und Gemisch waren bei 30° nahe gleich, bei 70°, der oberen Grenze des Untersuchungsgebietes, war das Voltolgemisch wesentlich zäher als das Mineralöl. Von 30° bis 60°, um 10° fortschreitend, wurde das Reibungsmoment in Abhängigkeit von der Drehzahl bestimmt. Die so erhaltenen Kurven durchlaufen Minima des Reibungsmomentes, deren Lage sich mit steigender Temperatur nach wachsender Drehzahl verschiebt, und in einem engen Wertebereich des Reibungsmomentes bleibt, verglichen mit dessen sonst vorkommenden Größenunterschieden. Vergleicht man den Verlauf eines zusammengehörigen Kurvenpaares, so sieht man, daß unterhalb einer gewissen Drehzahl die Mischölkurve stets oberhalb der Mineralölkurve verläuft und die Differenzen der Werte des Reibungsmomentes bei gleicher Drehzahl sind um so größer, je niedriger die Temperatur ist. Mit steigender Drehzahl nähern sich die Kurven einander, schneiden sich, so daß nunmehr das Mischöl nach steigender Drehzahl die geringeren Reibungsmomente ergibt.. Dabei zeigt sich auf den extremen Kurvenpaaren für 30° bzw. 60°, daß sie nach höheren Drehzahlen verlängert, wieder zum Schnitt kommen und das Größenverhältnis der Reibungswerte beider Ölarten sich also wieder umkehrt.

Dieser Verlauf der Kurven entspricht vollkommen dem entworfenen molekularphysikalischen Bilde und den Untersuchungsbefunden von Vorländer und Walter.

Bekanntlich ist das unvermischte Voltol äußerst viskos und enthält sehr langgestreckte Moleküle vom Molekulargewicht bis zu 6000, so daß alle Voraussetzungen für eine sehr ausgesprochene Strömungsorientierung gegeben sind.

Die folgende Vorstellung würde den Kurvenverlauf darstellen, bzw. seine hydrodynamische, die Änderung der Dicke des Schmierspaltes berücksichtigende Deutung durch Einführung der Strömungsorientierung ergänzen. Links von den Schnittpunkten zusammengehöriger Kurvenpaare ist jede höher liegende Isotherme ein Ort geringerer „dynamischer" Viskosität, rechts davon ein Ort größerer. Beiderseits des Schnittpunktes zeigt also das Voltügemisch die geringere dynamische Viskosität als das reine Mineralöl. Das Gemisch erinnert in seiner Zusammensetzung aus einem dünnen Mineralöl mit einem Zusatz langer Voltolmoleküle an die von Freundlich und Mitarbeitern untersuchten Vanadinpentoxydsole. Eine diesen ähnliche Orientierung der langen Moleküle und daraus folgende Herabsetzung der dynamischen Viskosität des Gemisches ist zu erwarten. Ein abermaliges Schneiden der Kurven steht im Einklang mit Befunden von Vorländer und Walter bei sehr zähen Flüssigkeiten, wo die Orientierung mit wachsender Drehzahl wieder abnimmt. Für dieses Gebiet sind um so größere Reibungswerte zu erwarten, je größer die Moleküle und je kleiner damit ihre freie Weglänge wird.

Für die genauere Interpretation der Temperaturabhängigkeit der Viskosität der Flüssigkeiten

[3]) Zeitschr. f. physik. Chemie **118** (1925), 1. Vgl. a. Freundlich, Stapelfeldt u. Zocher, Zeitschr. f. physik. Chemie **114** (1925), 161.

[4]) Zeitschr. d. Ver. dtsch. Ing. **64** (1920), 449 u. 483.

ergeben die vorstehenden Betrachtungen gleichfalls einen Hinweis.

Die Gestalt der Viskositätskurve ergibt sich aus der Überlagerung des Zerfallseffektes von Aggregaten und der reinen linearen Dichteabhängigkeit, wie sie z. B. die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung (vgl. § 7) zeigt.

Ähnlich dem Temperaturverlauf der Viskosität ist der der Dielektrizitätskonstante bei Dipolflüssigkeiten (wie Äther).[5]) Dem steht jedoch gegenüber deren völlig linearer Verlauf bei dipollosen Flüssigkeiten (CCl_4), selbst bei solchen (hochviskose gesätt. Kohlenwasserst.), bei denen starke molekulare Aggregation anzunehmen ist. Während diese jedoch die Viskosität in der dargelegten Weise mitbestimmt, macht sie sich im Werte der DEK. nicht geltend, da ihr Vorhandensein den Polarisationszustand der Flüssigkeit nicht beeinflußt.[6])

§ 7. Molekularkräfte — Kapillarkonstanten

1. Reine Öle. Zur Beurteilung des zweiten Faktors der reinen Schmierwirkung, der Molekularkräfte, wurden die Kapillarkonstanten der Öle nach der Abreißmethode in der Ausführungsform von Lenard [7]) gemessen. Tab. 2 gibt die Zahlen für α in mg/mm wieder, zusammen mit den Dichten, die gelegentlich früherer Oberflächenspannungsmessungen nach der ungenaueren und umständlicheren Methode des Tropfengewichts gemessen wurden.

Die Zahlen zeigen, daß dem Rizinusöl die höchste Kapillarkonstante zukommt. Diesem folgen der Größe nach einige Mineralöle größter Dichte (S, N, O), während in der Klasse (AAAX bis MA bzw. ML), der unsere Vergleichsöle angehören, der Reihe der gesättigten Kohlenwasserstoffe, die Kapillarkonstanten mit abnehmender Viskosität, d. h. Kettenlänge, in Übereinstimmung mit den Bemerkungen des vorigen Paragraphen, abnehmen und bei XRM und H keineswegs besonders hohe Werte aufweisen. Den gesättigten Kohlenwasserstoffen an Viskosität bei 20° vergleichbare ungesättigte, bzw. weniger symmetrische Kohlenwasserstoffe, z. B. N und S, haben stets auch höhere Kapillarkonstanten. Diese Tatsache liegt gleichfalls im Sinne der Ausführungen des vorigen Paragraphen und kann unter Berücksichtigung der Viskosität als Unterscheidungsmerkmal gegenüber den gesättigten Kohlenwasserstoffen dienen. Hierauf sei nur kurz hingewiesen, da sich im folgenden Paragraphen ein einfacheres Kriterium ergeben wird.

Die Kapillarkonstanten der Öle unterscheiden sich, wenn wir etwa Rizinusöl ($\alpha = 3{,}60$) und MA ($\alpha = 3{,}15$) miteinander vergleichen, um höchstens rund 15 %. Aus solchen Vergleichen findet man gelegentlich den Schluß gezogen, daß die Größe der Kapillarkonstante für den Schmierungsvorgang überhaupt belanglos sei. Demgegenüber ist darauf hinzuweisen, daß man zu einer ähnlichen Behauptung bezüglich der Viskosität gelangen könnte, wenn man die Reibungskoeffizienten etwa bei 150° miteinander vergleichen würde. Da zurzeit über quantitative Beziehungen zwischen Kapillarkonstante und Schmierwirkung noch keine einwandfreie Klarheit herrscht, so kann aus einer „annähernden" Gleichheit der α-Werte an sich nichts gefolgert werden. In diesem Sinne sollen sie hier nur als qualitativer Vergleich der Molekularkräfte aufgefaßt werden.

2. Gemische. Die Messungen von α für Gemische, deren weit überwiegender Anteil aus reinen gesättigten Kohlenwasserstoffen besteht, zeigen, daß die Kapillarkonstante in dieser Körperklasse nur sehr wenig durch geringe Zusätze zu beeinflussen ist. Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit

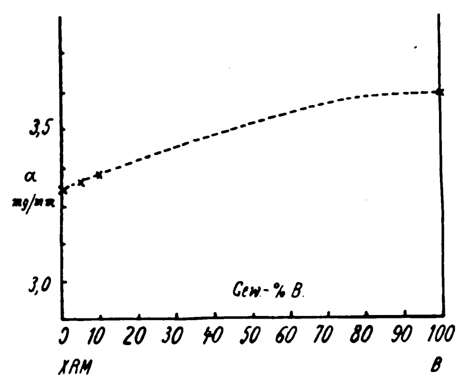


Abb. 1. Kapillarkonstanten der Mischungen XRM-Rizinusöl (B)

der Kapillarkonstante einiger Gemische XRM-Balsamol [8]) von der Konzentration. Die Kapillarkonstante wächst etwas stärker als linear mit steigender Konzentration des Zusatzes. Zusätze, die ohne anderweitige nachteilige Nebenwirkungen und ohne Viskositätserhöhung im Sinne der Ausführungen des § 2 die Kapillarkonstante erhöhen, sind als wünschenswert zu bezeichnen, um so mehr, als die in Frage kommenden Substanzen Dipolsubstanzen sind, wie Glyzerin und seine Abkömmlinge. Versuche in dieser Richtung blieben mangels ausreichender Löslichkeit der geeigneten Substanzen in Mineralöl erfolglos. Angenähert proportional der Zusatzmenge ist auch der Einfluß

[5]) Vgl. z. B. Isnardi, Zeitschr. f. Physik, **9** (1922), 153.

[6]) Eine ausführlichere Interpretation der Viskositätskurven im Zusammenhang mit der Strömungsorientierung erscheint in der Physikalischen Zeitschrift.

[7]) Ann. d. Phys. **74** (1924), 381.

[8]) Handelsbezeichnung eines Gemisches von Rizinusöl mit dessen Polymerisationsprodukt, das sich durch größere Löslichkeit in Mineralöl auszeichnet.

Tabelle 2

Kapillarkonstante, Dielektrizitätskonstante und elektrische Leitfähigkeit

Öl	α mg/mm	für Temperatur	Dichte	für Temperatur	ε	für Temperatur	Abfallszeit	bei Temperatur
1. AAAX	3,31	12,5°	0,8886	18°	2,24	19,5°	3′ 30″	12°
2. EH	3,30	12.5°			2,24	20,5°	1′ 20″	14,5°
3. H	3,23	12,5°	0,8821	19,6°	2.24	19,5°	1′ 5″	18°
4. XRM	3,23	12 5°	0,8818	18°	2,24	21,5°	1′ 45″	12°
5 MA	3,16	11°	0,8722	20,5°	2,21	16,5°	1′ 40″	13°
6. ML	3,07	15°			2,20	16,5°		
7. WLB	3,11	13°			2 21	19°	58″	15°
8. H. D.	3,30	12°	0,9000	22,5°	2,30	18,8°	2′ 15″	22°
9. —	3,31	13,5°			2,32	20,5°	1′ 25″	12°
10. —	3,34	11°	0,9088	16°	2,36	20,5°	40″	12°
do. elektrisch gereinigt					2,38			
11. —	3,21	12°	0,9255	14,5°	2,40	20,5°	35″	12°
12. O.	3,32	13°	0,9304	20°	2,36	20,5°	17″	17°
13. N.	3 34	14°	0,9515	16°	2,40	20,5°	30″	12°
14. S.	3.41	13°	0.9642	27°	2,41	17,5°		
15. —	3,26	12°	0 9253	10°	2,40	20°	5″	14°
16. —	3.22	11°	0.8980	14°	2,29	20°	55″	15°
17. Rizinusöl	3,60	15°	0,9621	18°	4,65	18°	sehr kurz	
18. Balsamol	3,50	12°	0,9508	20°	4,40	20°		
19. Waltran	3,16	18°	0,9250	19°	3,18	19°		
20. Rüböl	3,16		0,9141	17°				
21. Glycerin	4,80	17°	1,2266	16°				
22. Wasser	7,42	18°	0,9992	14,5°				
23. Äthylalkohol	2,3	18°	0,7948	16,5°				
Mischöle								
24. R	3,39	16°	0,9548	20°	4,37	18°	5″	12°
25. Castrol R	3,44	11°	0,9546	21°	4,45	20,5°	< 1″	21°
26. CXL	3,29	15°	0,9080	14°	2.41	16,5°	28″	13°
27. CC	3.23	18°	0,9098	16°	2,41	16,5°	17″	11°
28. —	3,39	11°	0,9425	20°	4,00	18°		
29. —	3,26	11°	0,9109	19,5°	2,33	19°		
30. —	3,32	12°	0,9123	18,5°	2,33	20°		
XRM + 5 % Rizinusöl	3,24	11°	0,8869*)	18°	2,38	19°		
„ + 5 % „					2,30	40°	*) Dichten berechnet	
„ + 10 % „			0,8890*)	18°				
„ + 15 % „			0,8932*)	18°	2,57	18°		
„ + 15 % „					2,51	30°		
„ + 15 % „					2,37	45°		
„ + 25 % „					2,75	18°		
„ + 25 % „					2,67	40°		
„ + 25 % „					2,65	45°		
„ + 80 % „					4,05	18°	berechnet aus Temperatur-Koeffizient von ε für Rizinusöl	
„ + 80 % „					3,68	50°		
„ + 2,5% Balsamol			0,8828*)	21,5°	2,32	21,5°		
„ + 5 % „	3,26	15°	0,8839*)	21,5°	2,38	21,5°		
„ + 8,7% „	3,28	15°	0,8850	21,5°	2,42	21,5°		
„ + 5 % Kampfer	3,18	14,5°	0,8854	18°	2,56	18°		
„ +0,75% „			0,8835	18°	2,32	18°		
MA rein	3,15	14°			2,21	16,5°		
„ + 1 % Terpin	3,15	13°			2,26	16,5°		
„ + 5 % Cymol	3,13	13°			2,27	16,5°		
„ + 1 % Borneol	3,16	13°			2,23	16,5°		
„ + 1 % Kampfer	3,15	13°			2,26	16,5°		
„ + 1 % Menthol	3,17	14°			2,28	18°		
„ + 4 % Amylalk.	3,09	10°			2,30	18°		
„ + 8 % Kakaob.	3,17	13°			2,29	18°		
„ + 0,5% Kresol	3,15	13,5°			2,30	18°		
„ + 15 % Arachisöl	3,16	13°			2,35	18°		

Fortsetzung von Tabelle 2

Stoff	α mg/mm für Temperatur	Dichte für Temperatur	ε für Temperatur	Abfallszeit bei Temperatur
Hexan	1,8 etwa		1,88 17°	
Dekan			1,98	
Benzol	2,7 etwa		2,29 18°	
Toluol	2,7 „		2,39	
o-Xylol	2,7 „		2,57	
Amylen			2,20 16°	
Decylen			2,24	

von Benzin auf die Kapillarkonstante und Viskosität der Öle. Die Erniedrigung von α, die ein Zusatz von 14,4 Gew.-% Benzin bewirkt, ist für XRM und CXL ungefähr die gleiche und beträgt etwa 15%.

3. **Temperaturabhängigkeit der Kapillarkonstante.** Mittels der Abreißmethode und des für die Viskositätsmessungen benutzten heizbaren Gefäßes ließ sich leicht die Temperaturabhängigkeit von α zwischen 15° und 150° für einige typische Öle bestimmen. Bei sehr viskosen Ölen und niedriger Temperatur werden die Messungen etwas durch die Viskosität erschwert. Der Temperaturabfall der Kapillarkonstanten ist für Pflanzenöl (Rizinus), Mineralöl und deren Gemische sehr angenähert gleich und im Meßbereich linear bis auf einen Bereich langsameren Abfalls zwischen 15° und 30° bei Rizinusöl und rizinusreichen Gemischen, eine Erscheinung, deren Ursache zunächst nicht nachgegangen worden ist (Abb. 2).

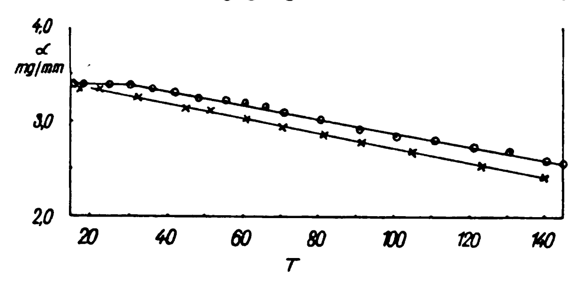


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit der Kapillarkonstante α:
⊙ Castrol R ($\varepsilon_{20^0} = 4{,}45$; $d = 0{,}9546$)
× Öl 10 ($\varepsilon_{20^0} = 2{,}36$; $d = 0{,}9088$)

Ein Einfluß des elektrischen Feldes auf die Kapillarkonstante ließ sich nicht nachweisen.

§ 8. Haftfestigkeit

Die Fähigkeit von Dipolsubstanzen, insbesondere von Fettsäuren, mit ihren aktiven Atomgruppen an Grenzflächen festzuhaften und sich zu orientieren, wurde von Langmuir erkannt und untersucht und ihre Bedeutung für Schmierungsvorgänge besonders von Woog[9]) ausführlich diskutiert. Ihre Hauptbedeutung liegt in ihrer Wirkung als Hilfs- und Sicherheitsfaktor in den Gebieten spärlicher Ölzirkulation und Schmierung. Dieser Sicherheitsfaktor bildet an sich nicht einen Gegenstand der vorliegenden Untersuchung. Die mannigfaltigen Folgen der Orientierung und des Haftvermögens der Dipolsubstanzen und die Folgerungen, die sich daraus für eine rationelle Schmierung ergeben, werden im Zusammenhang mit den Darlegungen der folgenden Paragraphen hervortreten.

§ 9. Dielektrizitätskonstanten und Molekülgröße

Ein Faktor, der gleichfalls im Sinne der Verhinderung der Trockenreibung wirkt, ist die Dielektrizitätskonstante (DEK.) des Schmiermittels. Zum Verständnis ihrer Wirksamkeit gehen wir zweckmäßig nicht von der groben Erscheinung der Trockenreibung aus. Wir betrachten statt ihrer die einfache Erscheinung, die ihr und dem sog. „Fressen" zweier Metalle zugrunde liegt, den Elektronenaustausch bei Berührung zweier Leiter. Seine Möglichkeit ist bei gut polierten Flächen an relativ vielen Stellen gegeben, wo die Annäherung bis zu atomaren Abständen geht. Die Schwächung der Kräfte so benachbarter Atome aufeinander durch ein Zwischenmedium ist von vornherein dessen DEK. proportional und steigt mit der Größe der Moleküle. Am wirksamsten müssen offenbar solche Moleküle sein, deren Molekularvolumen und DEK. sehr groß sind. Wäre es auch nur zulässig, bei den mineralischen Ölen mit angenähert kugelförmigen Molekülen zu rechnen, so würden einfach die größten Moleküle den größten Schutz gewähren. Da nun die Vergrößerung der Moleküle in den homologen Reihen der in Frage kommenden organischen Verbindungen wesentlich in einer ausgezeichneten Richtung erfolgt, im einfachsten Falle in einer Kettenverlängerung besteht, so bietet die sog. Molekülgröße, deren Bezeichnung als Moleküllänge das Wesen der Vorgänge hier besser treffen würde, unmittelbar keine größere Schutzwirkung. Anders liegt der Fall, sobald sich die Moleküle zu den

[9]) a. a. O.

Flächen orientieren. In diesem Falle verhalten sich Dipolmoleküle, die sich mit ihren aktiven Gruppen senkrecht zur Oberfläche richten, wie Moleküle größeren Volumens, und ihre Länge wird direkt wirksam. Sie sind befähigt, ihre gestreckte Form nutzbar zu machen. Eine Orientierung ganz anderer Art ist, wie in § 6 ausgeführt wurde, bei den langen dipollosen Molekülen zu erwarten.

Aus dem Vergleich der Orientierungsmöglichkeiten der Dipolmoleküle und der dipollosen ergibt sich, daß die Dipolwirkung die Wirkung langer dipolloser Moleküle ersetzt und übertrifft. Der Zusatz von Dipolmolekülen ermöglicht mithin die Verwendung weniger viskoser Öle, d. h. solcher, die bereits bei niedrigerer Temperatur leicht in den optimalen Gleitungszustand längs der Moleküle übergehen (vgl. § 6). Ohne Preisgabe eines wirksamen Trennungsschutzes ermöglicht dieser Zusatz Verringerung der Energieverluste durch Eigenreibung des Öles, die in Kauf genommen werden müssen, wo es gilt, durch „Sperrigkeit" langer Moleküle ein großes Molekularvolumen zu ersetzen.

Diesen Erscheinungen gegenüber tritt die DEK. bei Ölen mit Dipolmolekülen zunächst insofern zurück, als diese Moleküle infolge ihrer Orientierung durch anderweitige Bindung und durch Trennung die Kraftfelder der Atome der gleitenden Flächen schwächen. Auch im Falle der reinen Mineralöle dürfte die DEK. zunächst nicht von größerer Bedeutung sein, solange eine wirksame Trennung der Gleitflächen besteht und äußere elektrische Wirkungen wegfallen.

Hingegen ist die DEK. und ihre Temperaturabhängigkeit ein Ausdruck für die Dipoleigenschaften und die chemische Konstitution der Öle, soweit sie hier interessieren. Ihre Messung erfolgte mittels ungedämpfter Wellen mit der bei früheren Arbeiten benutzten Apparatur.[10]) In Tab. 2 sind die DEK.-Werte einiger Öle zusammengestellt.

Das Rizinusöl, als ausgesprochene Dipolsubsubstanz, hat unter denselben die größte DEK. (4,65 bei 18°). Die reinen Mineralöle scheiden sich ungefähr in drei Klassen:

a) Öle mit sehr großer DEK. (> 2,36) und großer Dichte (> 0,93).

b) Öle mit mittlerer DEK. (2,32—2,36) und Dichte (etwa 0,91).

c) Öle mit kleiner DEK. (2,24) und geringer Dichte (etwa 0,88).

Übergänge zwischen a) und b) bilden die Öle 11 bzw. 8.

Vergleicht man die DEK. der Kohlenwasserstoffe überhaupt miteinander (Landolt-Börnstein, Tabellen 1923, II, S. 1035f.), so findet man die niedrigsten Werte bei den gesättigten Kohlenwasserstoffen mit schwachem Anstieg bei wachsender Länge der Kette innerhalb einer homologen Reihe. Im Bereiche der vorliegenden Untersuchung ist, wie auch die geringe Dichte zeigt, diese Klasse durch die pennsylvanischen Öle ML bis AAAX vertreten, darunter die Vergleichsöle XRM und H. Vom sehr dünnen ML bis zum hochviskosen AAAX steigt die DEK. nur um 1,5 %. Diese Öle sind durch eine sattgrüne (nicht braunstichige!) Fluoreszenzfarbe ausgezeichnet, was auf Fehlen bzw. weitestgehende Entfernung von Asphaltteilchen bei der Raffination schließen läßt. Ihnen gleicht in dieser Beziehung das Öl 8 (HD). Seine höhere DEK. (2,30) und Dichte (0,9) lassen auf eine gewisse Beimengung ungesättigter Kohlenwasserstoffe höherer DEK. schließen, wofür auch seine höhere Kapillarkonstante spricht, die bei etwa gleicher Viskosität wie H, dessen α um 2 % übertrifft.

Die Öle der Klasse b von mittlerer Dichte und DEK. enthalten nach diesen Daten und der Größe von α bereits etwas beträchtlichere Mengen ungesättigter Kohlenwasserstoffe. Ihre tiefgrüne, aber braunstichige Fluoreszenz könnte von Asphaltgehalt herrühren.

Die Öle der Klasse a erweisen sich nach DEK., Dichte[11]) und Kapillarkonstante als praktisch reine ungesättigte Kohlenwasserstoffe. N und S, vermutlich kalifornischen Ursprunges, stehen einander in allen Eigenschaften sehr nahe, nur hat N entsprechend seiner kleineren Kapillarkonstante auch eine bedeutend geringere Viskosität. Die Öle O, N und S zeigen dunkelblaue, grünstichige Fluoreszenz. Ihre Viskositätstemperaturkurve weicht charakteristisch von der anderer Öle ab; der Abfall ist auch im Gebiete höherer Temperaturen merklich steiler.

Obige Klassifikation läßt sich auch anschaulich chemisch demonstrieren mittels der Baeyerschen Kaliumpermanganat-Sodareaktion. Schüttelt man Ölproben im Reagenzglas mit dem in der Durchsicht tiefblauvioletten Reagens, so entfärbt sich die wässerige Lösung unter den Ölen der Klasse a in 4 Wochen mehr oder weniger vollständig, viel weniger bei Ölen der Klasse b, während die Öle der Klasse c) das Reagens kaum verfärben und sich auch am wenigsten emulgieren.

Abb. 3 stellt die Temperaturabhängigkeit der DEK. des Vergleichsöles H (gesätt. KW.) der Öle N und S (ungesätt. KW.) und des Rizinusöles (Dipolfl.) dar. Letztere wurde den Messungen von Bell und Poynton, Phil. Mag. **49** (1925) 1065 entnommen. In der Tab. 3 ist mit den jeweiligen Zahlenwerten der gesamte prozentische Abfall der DEK. von 15°—145° angegeben. Der

[10]) Zeitschr. f. Physik **40** (1926), 507.

[11]) Vgl. Int. Crit. Tab. II S. 136.

Tabelle 3

Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε

Öl	ε 15°	ε 60°	ε 145°	$\Delta\varepsilon$ 15—145° %	Bemerkungen
H	2,24	2,23	2,18	2,7	gesätt. KW.
S	2,41	2.40	2,35	2,5	unges. „
N	2,40	2.39	2,32	3,3	„ „
Rizinusöl	4,65	4.30	3,63	21,9	Dipolfl.

nahezu gleiche Dichteabfall mit der Temperatur für alle verzeichneten Öle erübrigt die Ausrechnung der spezifischen Polarisation $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$. Die Zahlen zeigen das zu erwartende praktisch

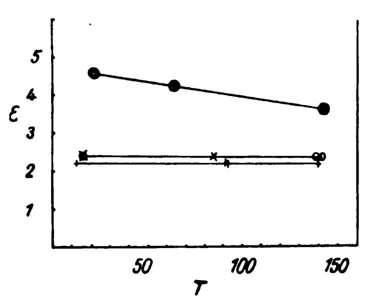


Abb. 3. Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε:
◎ Rizinusöl (Dipolflüssigkeit)
⊙ Öl S × Öl N + Öl H

gleichartige Verhalten der gesättigten und ungesättigten Kohlenwasserstoffe und den fast zehnfachen Abfall der DEK. des dipolaren Rizinusöles, der, neben dem Absolutwert der DEK., die Assoziation dieser Dipolflüssigkeit veranschaulicht.

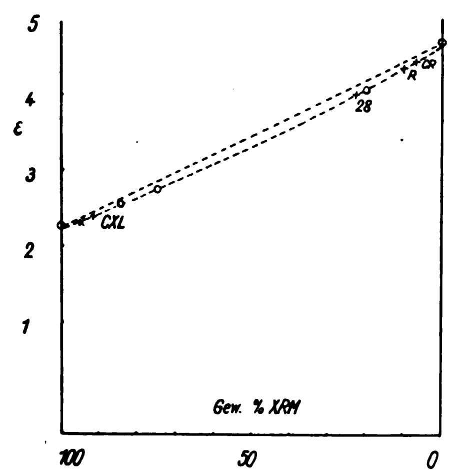


Abb. 4. Dielektrizitätskonstanten der Mischungen:
XRM ⊙ mit Rizinusöl × mit Balsamöl
+ käufliche Mischöle

Bezüglich der DEK. von Mischölen zeigt Abb. 4 angenäherte Proportionalität mit dem Gehalt an Rizinusöl. Die Abb. stellt die DEK. von Gemischen aus XRM und Rizinusöl bzw. Balsamol dar. Der Durchhang der Kurve gegen die Gerade ist typisch für Gemische einer dipollosen mit einer Dipolflüssigkeit und veranschaulicht die Dissoziation der Assoziationskomplexe. Hierauf sei besonders hingewiesen mit Hinblick auf die abwegige, in der technischen Literatur aber häufige Identifizierung von reinem Rizinusöl mit rizinusarmen Gemischen hinsichtlich der Polymerisationsneigung. Diese Bedenken betreffs Verharzung und Polymerisation bei Mischölen gründen sich teilweise auf die übertriebenen Vorstellungen vom Rizinusgehalt dieser Mischöle. Auf Grund der bekannten Daten der für die XRM-Gemische verwendeten Komponenten und der DEK. und Dichten lassen sich die Rizinusgehalte der Handelsprodukte angenähert berechnen oder graphisch aus den gemessenen DEK. ermitteln. Dies ergibt z. B. für das Vergleichsöl CXL einen Rizinusgehalt zwischen 5 und 10 Gew.-%. Die anderen Mischöle der Tab. 2 sind in dieser Weise in der Kurve Abb. 5 markiert, um die ungefähren Rizinusgehalte zu kennzeichnen.

Die Fluoreszenzfarbe des Vergleichsöles CXL ist, wie die der anderen Vergleichsöle, sattgrün. Dies und die trotz Zusatz geringe Dichte lassen auf ein gut raffiniertes, wesentlich gesättigtes Mineralöl als Hauptkomponente schließen.

Die DEK. des gesättigten Kohlenwasserstofföles MA mit verschiedenen Zusätzen lassen deren Anstieg bei Beimischung ungesättigter Kohlenwasserstoffe erkennen.

§ 10. Die Ölverbrennung im Explosionsmotor.

Die Erfahrung zeigt, daß verschiedene Ölgattungen in verschiedenem Maße im Motor mitverbrennen. Die hierdurch auftretenden Störungen wurden bereits im § 3 (S. 3) erwähnt. Die gesättigten Kohlenwasserstoffe sind als besonders reaktionsträge bekannt. In Übereinstimmung damit erwiesen sich die Vergleichsöle im Betriebe des Motors als besonders hitzebeständig. Abgesehen vom Fehlen jeglicher Betriebsstörungen ergab die Untersuchung des Motors nach 7000 km Betrieb bei etwa 470 kg Totallast einwandfreie Beschaffenheit aller gegeneinander bewegten Teile, insbesondere auch der Kolben, Kolbenbolzen, Kolbenringe und Ventile, sowie nur sehr geringen Ölkohlenansatz. Auch dieser dürfte wesentlich durch den Staub der unfiltrierten Ansaugluft und durch ein leichtes Überölen des automatischen Ölers bedingt gewesen sein, da er bei einem ganz ähnlichen Harleymotor mit Vergaserluftfilter (Öl 8) nach 10000 km und einem Chryslermotor (62) nach 20000 km (Öl XRM) fast völlig fehlte. Diesem Befund entsprach völlig der geringe Öl-

verbrauch, von dem bei der Betrachtung der Temperaturmessungen im Betriebe des Motors kurz zu handeln ist. Die Leistung des Versuchsmotors zeigte auch nach weiteren 6000 km, während der er ausschließlich mit den Vergleichsölen betrieben wurde, beim Abschluß der Versuche keinerlei Abfall.[12]) — Die Vermutung ist nicht von der Hand zu weisen, daß die größere Oxydationsbeständigkeit der gesättigten Kohlenwasserstoffe, gleiche Behandlung der Rohöle vorausgesetzt, ihre besonders gute Bewährung im Explosionsmotor stark, unter Umständen entscheidend, mitbedingt.

§ 11. Theorie der Wirkung kleiner Rizinuszusätze zu Mineralöl

Bekannt ist die starke Teilnahme der typisch ungesättigten Kohlenwasserstoffe an der Verbrennung, die sich in starkem Ölverbrauch und starker Ölkohlebildung äußert und Anlaß zu den erwähnten Betriebsstörungen gibt. Die Herabsetzung des Ölverbrauches durch Rizinuszusatz ist gleichfalls bekannt und wurde auch im Verlaufe der vorliegenden Untersuchungen gefunden. Bei Verwendung des wenigst viskosen Öles XRM reicherte sich häufig im besser gekühlten Vorderzylinder Öl an, was sich z. B. an einer leichten Anfeuchtung der innersten Gänge des Zündkerzengewindes bemerkbar machte. Die Erscheinung blieb aus, wenn zu dem dünnen Öl 3—5 % Rizinusöl hinzugefügt wurden.

Die Wirkung eines Rizinuszusatzes wird verständlich, wenn man das Gemisch Mineralöl–Rizinusöl als ein binäres System vom thermodynamischen Standpunkte betrachtet.

Das Rizinusöl bewirkt eine Dampfdruckerniedrigung des Mineralöles, die zu einer Gefrierpunktserniedrigung und Siedepunktserhöhung führen muß. Für die kühleren Lager ist diese Tatsache belanglos. Sie wird jedoch bedeutungsvoll für die heißeren Stellen und insbesondere für diejenigen mangelhafter Ölzirkulation. Der Höhe der örtlichen Temperatur entsprechend verdampfen vorzugsweise die leichter flüchtigen Anteile des Mineralöles und hinterlassen Öle, deren Konzentrationen an Rizinusöl sich selbsttätig der örtlichen Betriebstemperatur anpassen. An den Kolbenringen führt dieser Vorgang zu einer selbsttätigen Hemmung des übermäßigen Öldurchtrittes in den Verbrennungsraum. Der Erfolg ist um so deutlicher, je dünner, also niedriger siedend, das Mineralöl ist.

Hieraus erhellt, daß einerseits der störungsfreie Verwendungsbereich mangelhafter, leichter verbrennlicher Öle durch Rizinuszusatz — abgesehen von dessen Dipolwirkung — erweitert wird, andererseits auch unter den besten Ölen solche viel geringerer Viskosität verwendet werden können, auch im Betriebe des Laien und dort, wo die Belastung des Motors und mit ihr die Temperatur innerhalb weiter Grenzen in solchem Maße schwankt, daß aus Sicherheitsgründen ein wesentlich viskoseres und damit an höher siedenden Anteilen reicheres, mithin schwerer verbrennliches reines Mineralöl vorzuziehen wäre. Dieser Fall liegt praktisch bei fast allen luftgekühlten, auf höhere Drehzahl konstruierten Gebrauchsmotoren vor.

Soweit über Zusätze zur Verminderung der Ölverbrennung. Über Zusätze zu ihrer Beförderung, d. h. Vervollständigung, die zum gleichen Ziele, der Vermeidung der Ölkohle führen könnten, wurden einige orientierende Versuche angestellt. Die Auswahl solcher Zusätze unterliegt selbstverständlichen Einschränkungen. Die Versuche betrafen die Löslichkeit von Kampfer und Glyzerinnitrat und ihren Einfluß auf die physikalischen Konstanten der Öle. Die Zahlen für Kampfermischöle sind in Tab. 2 mit enthalten. Glyzerinnitrat scheint sich in XRM-Öl ebensowenig zu lösen, wie Glyzerin selbst.

§ 12. Der elektrische Zustand des Explosionsmotors und das Schmieröl. Elektrisches Leitvermögen der Öle

Unter den im § 3 aufgeführten Möglichkeiten der Ausbildung elektrischer Felder wurden die beiden berührungselektrischen: Gleiten von Metall mit Ölzwischenschicht und Aufladung durch die Auspuffgase untersucht. Ihnen gegenüber tritt Aufladung durch die Zündvorrichtung von vornherein zurück. Die hierdurch zu übertragenden Elektrizitätsmengen sind zu klein gegenüber der Kapazität der Maschine.

1. Neuerdings hat Jones[13]) die elektrostatischen Aufladungen untersucht, die beim Reiben verschiedener Stoffe aneinander in verschiedenen Medien auftreten. U. a. wurden zwei verschiedene Metalle als Reibzeug benutzt, deren eines mit Seide überzogen war. Dieses Reibzeug wurde u. a. auch in Paraffinöl und Petroleum betätigt, und es wurden Aufladungen bis zu etwa 60 Volt gefunden. Die Aufladung war am stärksten, wenn das Medium ein gewisses schwaches Leitvermögen hatte. Da die Möglichkeit vorliegt, daß es sich bei Jones' Versuchen insofern um Ölreibung handelt, als die Seide nur dessen Träger bildet, wurde nach dem Auftreten solcher berührungselektrischen Aufladungen beim Reiben zweier ölgetrennten Metallflächen gesucht.

Zu diesem Zwecke wurde in einer mit Bernstein isolierten Messingbuchse von etwa 6 cm Länge,

[12]) Bei einer Demontage des Motors nach rund 30000 Betriebskilometern erwiesen sich sowohl Kolbenbolzen wie Aluminkolben als einwandfrei.

[13]) J. H. Jones, Phil. Mag. (6) 50 (1925), 1160.

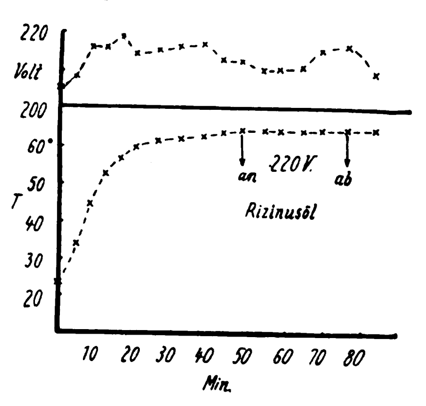
0,5 cm Wandstärke und 1 cm Bohrung ein Stahlzapfen als Achse unbelastet rotiert. Die Drehung erfolgte mit etwa 1800 Umläufen pro Minute durch einen damit elastisch gekuppelten Elektromotor. Am geschlossenen Ende der Buchse befand sich ein senkrechter Stutzen für das Thermometer. Der Zapfen wurde geerdet, die Buchse mit einem Exnerelektroskop bzw. Zweifadenelektrometer verbunden. Das gute Einlaufen des Reibzeuges wurde wie üblich durch das Verlöschen einer Glühlampe kontrolliert. Aufladungen wurden bei keinem der benutzten Versuchsöle gefunden.

Eine Kontrolle des Verfahrens bildet die Umkehrung des Versuches, die nichts anderes bedeutet als ein Aufsuchen des Johnson-Rahbeck-Effektes. Dieser ist bekanntlich gleichfalls an eine gewisse Leitfähigkeit gebunden und wird am sinnfälligsten demonstriert, wenn man einen Lithographenschiefer mit dem einen Pole der Lichtleitung, eine aufgeschliffene Metallplatte mit dem anderen verbindet. Es fließt ein Strom von einigen Milliampere und die Platte ist imstande, beträchtliche Lasten zu tragen. In Anwendung auf diesen Fall wurde der Zapfen bis zum stationären Temperaturzustand rotiert, hierauf eine zeitlang die Spannung von 220 Volt an Buchse und Achse gelegt und eine Temperatur-Zeit-Kurve aufgenommen. Der Effekt müßte sich in einer Bremsung der Achse bzw. Temperaturänderung äußern. Abb. 5 zeigt an einigen Beispielen, daß keine Temperaturänderung auftritt; die kleinen Temperaturschwankungen erklären sich durch Spannungsschwankungen.

2. Aufladungen durch die Ausströmung der Auspuffgase sind seit langem bei Flugzeugen beobachtet worden.[14]) Von Dieckmann und Fischer[15]) wurden die Aufladungen auch an einem isoliert aufgehängten Motorrade in Abhängigkeit von Drehzahl und Brennstoffgehalt des Gasgemisches untersucht. Reichere und besonders feste Teilchen entwickelnde Gemische lieferten höhere Aufladungen, deren Größe sich im übrigen zwischen 100 und 700 Volt bewegte.

Für die Zwecke der vorliegenden Untersuchung wurde die Aufladung der Maschine mit Aluminiumkolbenmotor untersucht, indem sie einigermaßen isoliert auf Glasplatten aufgestellt wurde. Die Fäden eines Zweifadenelektrometers wurden mit einem der Zylinder, das Elektrometer mit Erde verbunden. Sofort beim Anlassen des Motors zeigte es eine Aufladung von etwa 100 Volt an.

Die Zylinder sind wegen der Wirkung des Zündmagneten und der Lichtdynamo im allgemeinen gut mit den übrigen Metallteilen verbunden. Ihre Aufladungen werden daher relativ rasch über die mangelhaft isolierenden Gummireifen zur Erde abgeleitet. Dies wird nicht von den inneren Teilen des Motors gelten, den Kolben und Kolbenringen, die im allgemeinen durch Ölhäute von der „Masse" getrennt sind und einen anderen Ladungszustand aufweisen werden.



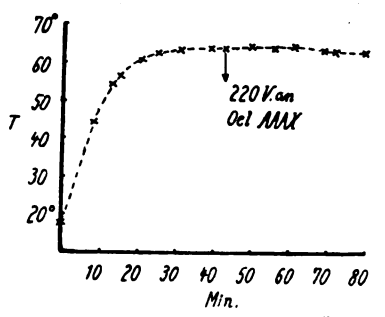


Abb. 5. Elektrisches Feld und Ölreibung

Im Zusammenhang mit den Befunden von Jones, wonach Leitfähigkeit eine Rolle bei der reibungselektrischen Aufladung spielt, wurden noch einige einfache Versuche über das Leitvermögen einiger Öle angestellt. Zu diesem Zwecke wurde das Öl zwischen zwei horizontale, durch Bernsteinstücke getrennte Kondensatorplatten gebracht, die mit Erde und dem Elektroskopgehäuse bzw. mit den Blättchen verbunden waren. Nun wurde versucht, mittels einer Elektrisiermaschine das Elektroskop aufzuladen. Diese Vorversuche zeigten ein besonders gutes Isolationsvermögen der im Motor bestbewährten Mineralöle. Daher wurde in ähnlicher Anordnung, z. T. unter Benutzung eines Kondensators, der größere Ölmengen faßte, die Abfallszeit der Elektroskopblättchen bzw. der Nadel eines Braunschen Elektrometers beobachtet. Die Abfallszeiten sind in Tab. 2 mit eingetragen. Bei den besser leitenden Ölen wuchsen diese Zeiten bei wiederholtem Versuch.

Diese bekannte Erscheinung der Reinigung im elektrischen Felde könnte gleichfalls zur verschieden guten Schmierwirkung verschiedener Mineralöle beitragen. Öle können vom Reinigungs-

[14]) Wigand und Schlomka, Ann. d. Physik 75 (1925), 279.

[15]) Zeitschr. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 3 (1912), 56.

prozeß her geringe Reste anorganischer Stoffe und Wasser enthalten, die, an sich vielleicht unschädlich, sich im elektrischen Felde anreichern, bzw. die Emulsionsbildung befördern, was bis zu einem die Schmierwirkung beeinträchtigenden Grade der Fall sein kann. Die Vergleichsöle AAAX, H, XRM und MA sind durch Filtration (Adsorption) gereinigt.

Diesen Ölen gegenüber stehen die Dipole enthaltenden Öle, wie Rizinusöl und seine Gemische. Einmal wird sich bei diesen die richtende Dipolwirkung geltend machen, welche die Wirkung besonders großer Moleküle ersetzt. Andererseits, bei den Gemischen, wird sich im elektrischen Felde ein Selbstreinigungsvorgang vollziehen mit einer Anreicherung der Rizinusmoleküle an den Feldenden, den Wänden, die zu einer rizinusähnlichen Schmierung führen muß und sogar eine besonders gute Schmierwirkung dort voraussehen läßt, wo bei weitestgehender Anreicherung des Rizinusöles an den Wänden die Laminarströmung sich im wesentlichen in einer Zwischenschicht von Mineralöl besonders geringer Eigenreibung vollzieht.

§ 13. Die sogenannte Öligkeit

Der Begriff der „Öligkeit" (oiliness, onctuosité) entspringt dem Tastempfinden. Ihre Untersuchung und Diskussion würde die Zurückführung einer Sinnesempfindung auf physikalisch meßbare Größen bedeuten und gehört einem der vorliegenden Untersuchung wesensfremden Forschungsgebiet an. Der allmähliche Eingang des Begriffes in die Technik und Ölforschung ist gleichwohl als Tatsache hinzunehmen und bedeutet den ungewöhnlichen Vorgang der Einführung einer unbekannten und möglicherweise komplizierten Funktion für ihre Parameter.

In neuester Zeit tritt die Auffassung der Öligkeit als Ausdruck der Adsorption eines Öles an den tastenden Oberflächen in den Vordergrund und die monomolekularen Schichten werden als Hauptursache angesehen.[16])

Zu dieser Auffassung ist folgendes zu bemerken: Die Fähigkeit zur Bildung monomolekularer Schichten zeichnet die Dipolöle vor den Mineralölen aus. Hiernach sollte man erwarten, daß sich die Öligkeit eines Dipolöles zumindest vor der eines gesättigten Kohlenwasserstofföles der Größenordnung nach auszeichne. Das Gleiche sollte für das Öligkeitsverhältnis Mischöl/Mineralöl bei sonst gleichen Eigenschaften gelten (z. B. CXL und H). Ferner sollte die Feststellung verschiedener Öligkeit mittels des Tastsinnes vom Zustand der Finger abhängen. Diese sind in der Regel mit einer Fettschicht überzogen, die ganz gewiß dipolar ist. Hieraus würde sich ergeben, daß das normale Gefühl überhaupt in dieser Frage unzuständig wäre, da der Hauptfaktor der Öligkeit bereits dem Tastwerkzeug anhaftete. Andererseits müßte sich ein und dasselbe Mineralöl verschieden fett anfühlen, je nachdem die Tastorgane zuvor entfettet worden wären oder nicht.

Die Zuverlässigkeit des Gefühles in der Beurteilung der Öligkeit wird, soweit bekannt, von den Vertretern der Adsorptionstheorie nicht in Zweifel gezogen. Im Gegenteil wird die besonders hohe Empfindlichkeit des Tastsinnes dafür hervorgehoben. Rizinusöl gilt mit Recht als besonders ölig, und in der Praxis wird die Güte eines Schmieröles oft roh nach dem Tastempfinden beurteilt. Zurzeit, wo Mischöle häufiger vorkommen und die Handelsbezeichnungen im allgemeinen nichts über die Zusammensetzung der Öle aussagen, werden eben auf Grund des Tastsinnes häufig Öle für rizinushaltig, ja rizinusreich gehalten, die überhaupt kein Rizinusöl enthalten. Das Vorkommen solcher Öle auch im Laufe der vorliegenden Untersuchungen und die Mannigfaltigkeit der untersuchten physikalischen Eigenschaften war der Anlaß zur Diskussion der Öligkeit.

Klassifiziert man einige Öle nach ihrer (Tast-) Öligkeit, so ergeben sich fünf Klassen mit folgender ungefähren Reihenfolge innerhalb derselben:

I. S.
II. Rizinusöl, R, Castrol R, 10, AAAX.
III. 28, O, N, 15, 30, CXL, H.
IV. MA, 29, 11.
V. Glyzerin.

Bemerkung: R, Castrol R, 28 sind sehr rizinusreiche Rennöle, 29, 30 und CXL rizinusarme Mischöle.

Aus dieser Reihenfolge ergibt sich — unter Verzicht auf feine Unterschiede:

1. Es gibt reine Mineralöle von mindestens gleicher Öligkeit wie Rizinusöl. Ein solches Öl ist S, welches von derartiger Öligkeit ist, daß es danach ohne weiteres als „Überrizinusöl" bezeichnet werden könnte.

2. Die Öligkeit eines reinen Mineralöles kann bedeutend größer sein als die eines sehr rizinusreichen Mischöles.

3. Kleine Rizinusölzusätze (etwa 5 %) machen sich im Grade der Öligkeit nicht besonders bemerkbar.

Unter den aufgeführten Ölen bilden S, O und N insofern eine gemeinsame Gruppe, als sie hinsichtlich ihrer Öligkeit und ihrem Gesamtcharakter dem Rizininusöl ganz besonders nahestehen. Auf die Sonderstellung von S wurde bereits hingewiesen. Bezüglich O und besonders N ist zu bemerken, daß seine große Öligkeit, verglichen mit anderen Mineralölen ähnlicher Viskosität, überrascht.

16) Vgl. Woog a. a. O.

Tabelle 4

Öligkeit o′

Öl	Dichte	α	b_1	b_2	$\Delta b / \Delta t$	o′	Ölklasse
14. S	0,9642 (27°)	3,41 (13°)	126,3 (13°)	5,10 (35°)	5,5	2,59	unges. KW.
17. Riz. . . .	0,9621 (18°)	3,60 (15°)	10,37 (15°)	2,65 (34°)	0,41	2,38	Dipolfl.
1. AAAX .	0,8886 (18°)	3,31 (12,5°)	15,65 (16,5°)	3,48 (33°)	0,7	2,36	ges. KW.
28. —	0,9425 (20°)	3,39 (11°)	5,85 (15°)	1,6 (35,5°)	0,2	2,18	Mischöl mit etwa 80% Riz.
13. N	0,9515 (16°)	3,34 (14°)	10,37 (15,5°)	1,5 (36°)	0,43	2,06	unges. KW.

Betrachten wir kurz, inwiefern sich diese Gruppe (S, O, N) vor den anderen Ölen auszeichnet. Zunächst wurde im § 9, Abb. 4 (S. 11) und Tab. 3 (S. 11) gezeigt, daß beide Öle nach dem Temperaturverlauf der DEK. zu urteilen, bestimmt keine Dipolflüssigkeiten sind. Nach der Größe ihrer DEK., nach ihrer Dichte und nach ihrem Verhalten gegenüber alkalischer Kaliumpermanganatlösung bestehen diese Öle ferner aus praktisch reinen ungesättigten Kohlenwasserstoffen. Die Farbe ist im durchfallenden, wie im auffallenden Lichte bei S und N die gleiche, beide sind bei 15° vollkommen klar. In Tab. 4 sind zum Vergleich einige Öle mit ihren Dichten, Kapillarkonstanten und Viskositätsdaten nach abnehmender Öligkeit zusammengestellt. Die Werte der Reibungskoeffizienten *b* für die Temperaturen von 15° und etwa 35° wurden mit Rücksicht auf die ungefähre Erwärmung der Öle bei der Tastprobe auf Öligkeit gewählt. Als Vergleichsöl für die folgenden Betrachtungen werde Rizinusöl genommen.

Tab. 4 zeigt, daß sich S vor diesem durch beträchtlich größere Dichte, sehr viel größere Anfangsviskosität (13°) und viel größere Endviskosität (35°) auszeichnet. Dagegen ist der Viskositätsabfall innerhalb des in Frage kommenden Erwärmungsgebietes von 13—35° bei S bedeutend größer als bei Rizinusöl. Die Resultante, die größere Öligkeit von S erscheint wesentlich durch höhere Anfangs- und Endviskosität bestimmt.

Das hinsichtlich der Öligkeit dem Rizinusöl in der Tabelle nächststehende Öl ist das gesättigte Kohlenwasserstofföl AAAX. Seine Daten zeigen, daß dies nur durch die Viskositäten bedingt sein kann. Die gleichen Faktoren sind wesentlich für die geringere Öligkeit des rizinusreichen Mischöles 28 bestimmend.

Am interessantesten nächst dem Öle S ist das Öl N, dessen Viskositätskurve im Bereiche von 15—35° der des Rizinusöles am nächsten kommt. Bei entschieden geringerer Öligkeit kommt es dem Rizinuscharakter doch am nächsten. Dieser Eindruck verschwindet bald beim Reiben zwischen den Fingern, worin sich die überwiegende Bedeutung der Anfangsviskosität für das Empfinden zeigt. Hier ist ferner, unter gleichzeitiger Berücksichtigung der Stellung und Daten von AAAX, mit einem korrigierenden Einfluß der Dichte auf das Empfinden zu rechnen.

Nimmt man gemäß den Ausführungen des § 2 (S. 3) auch einen Einfluß der Kapillarkonstanten an, deren Temperaturabhängigkeit, wie früher gezeigt, gegen die der Viskosität zu vernachlässigen ist, so ergibt sich als einfacher Ansatz für die Öligkeit, der alle diese Faktoren berücksichtigt:

$$O = \log\left[d \cdot \alpha \cdot \eta_{15} \cdot \eta_{35} \Big/ \frac{d\eta}{dt}\right]$$

worin *d* die Dichte, α die Kapillarkonstante, η die Viskositäten und *t* die Temperatur bedeuten. Die unter O' in Tab. 4 aufgeführten Zahlen sind unter der vereinfachenden Einführung der Reibungsfaktoren *b* für η und des Differenzenquotienten $\frac{\Delta b}{\Delta t}$ für $\frac{d\eta}{dt}$ errechnet. Die Zahlen liegen in willkürlichem Maße in der richtigen Reihenfolge und zeigen damit, daß in der gegebenen Formulierung des psychologischen Befundes die wesentlichen physikalischen Größen enthalten sind. Eine Rechtfertigung der Formulierung a posteriori soll im Einklang mit den Ausführungen zu Beginn des Paragraphen damit um so weniger gegeben werden, als das Gefühl über den Schmierwert eines Öles für einen bestimmten Zweck gar nichts auszusagen vermag. Wie die Ordnung der Öle nach ihrer Öligkeit zeigt, stehen gerade die Vergleichsöle CXL, H und XRM keineswegs an hervorragender Stelle.

§ 14. Temperaturmessungen im Betriebe, Einfluß der Viskosität des Öles auf die Betriebstemperatur des Motors

Ungleiche Temperatur verschiedener Teile des Motors liegt in seiner Betriebsart begründet. Damit ist eine ungleichmäßige Ausdehnung dieser Teile verbunden, deren Nachteile nicht über ein gewisses Maß hinaus durch Bauart und Materialwahl ausgeglichen werden können.

Im wesentlichen ist die jeweilige „Eigentemperatur“ des Motors, als die wir hier die maximal zu messende betrachten wollen, durch seine je-

weilige Explosionszahl pro Zeiteinheit bestimmt. Ihrem natürlichen Anstieg mit wachsender Drehzahl wirkt die im allgemeinen gleichzeitig sich steigernde Kühlung entgegen. Die Wärmeabfuhr erfolgt durch Strahlung und durch Leitung nach den kälteren Teilen, besonders auch dem Kurbelgehäuse. Zylinderwände und Lager sind Gebiete zusätzlicher Wärmeproduktion, die, mit der Drehzahl zunächst wachsend, und gegenüber der Verbrennungswärme zurücktretend, besonders in den Gebieten niederer und mittlerer Drehzahlen die Kühlung merklich erschwert. Sie ist zur Vermeidung übermäßiger Erwärmung und damit gesteigerter Verziehung und Ölverbrennung sowie deren Folgen nach Möglichkeit zu unterdrücken.

Die verschiedenen Temperaturen, auf die sich das im § 12 beschriebene Reibzeug bei Verwendung verschieden zäher Öle einstellte, wiesen auf die Notwendigkeit von Temperaturmessungen im praktischen Betriebe unter Verwendung von Ölen gleicher Art aber verschiedener Viskosität hin. Zu diesem Zwecke wurden serienweise Messungen nach Befahren einer etwa 2 km langen Versuchsstrecke vorgenommen. Die näheren Bedingungen seien kurz erläutert.

Versuchsbedingungen. Als Versuchsmotor diente der Harleymotor (V-Zweizylinder) mit Aluminiumkolben. Die stets gleiche Gesamtlast betrug etwa 470 kg, die Geschwindigkeit als Anzeiger nahe gleicher zeitlicher Drehzahl (etwa 1800 Umdrehungen pro Minute) 25 km. — Betriebsstoff, Reifendruck und Ventilstößeleinstellung wurden stets gleich gewählt, der Vergaser (Schebler H) bei Bedarf nachjustiert. Die Art der Zündkerzen erwies sich bei gleichem Elektrodenabstand (0,65 mm, Boschmagnet) als belanglos. Die Temperatur wurde mit einem Quecksilberthermometer mit Korkstopfen nach Herausschrauben der Zündkerze des Rückzylinders direkt über dem Auspuffventil, also an der heißesten Stelle, gemessen. Die Messungen wurden jeweils nach Ölwechsel und praktisch vollständigem Verbrauch des zuvor benutzten Öles vorgenommen. Der Ölwechsel selbst und die Regulierungsmöglichkeit des automatischen Ölers ergaben nebenbei die Möglichkeit einer gewissen Verbrauchskontrolle. Es wurde mit drei Ölerstellungen gearbeitet, der normalen (*n*), einer um etwa 10 % sparsameren (*nn*) und einer um etwa 20 % reicheren (*r*).

Die Ergebnisse der Versuche sind in Tab. 5 für einige Öle, nach steigender Viskosität geordnet, dargestellt. Als Beispiel für die relativ geringe Streuung der Daten ist eine Messungsreihe ausführlich wiedergegeben.

Bemerkungen: Messungen, die die Beurteilung der Ölqualität betrafen, sind nicht aufgeführt. Manche Öle schieden hierbei bereits dadurch aus, daß sie bei normaler Ölzufuhr (*n*) stark überhitzten, so daß der Öler erst 20 % reicher gestellt werden mußte. Bei den aufgeführten Ölen, besonders 1, 3, 4, 8 und 26 erwies sich die *n*-Stellung bereits als reichlich.

Öl 4 ist das dünnste ($b_{15^0} = 3{,}85$), Öl 1 das zäheste Öl ($b_{16^0} = 15{,}65$).

Zusatz von 5 % Rizinusöl in Form von Balsamol zu H und XRM ergaben keinen Unterschied. — Bei einer Dauerfahrt mit XRM-Mischöl, während der nach Möglichkeit die Geschwindigkeit von 60 km während 19 km durchgehalten wurde, ergab sich eine Motortemperatur von 182° bei 24° Außentemperatur.

Tabelle 5

Motortemperatur und Viskosität I

Öl	Ölerstellung	Motortemperatur	T Lufttemperatur	Zündkerze	Bemerkungen
4. XRM	*n*	152°	20°	Champion	Mittel aus 6 Best.
3. H.	*n*	150°	20°	„	
	nn	153°	23°	„	
	n	156°	16°	Bosch	
	n	150°	16°	„	
	n	152°	13°	„	
	n	151°	14°	„	
	n	150°	10°	Wright	
	n	148°	11°	„	
	n	157°	13°	„	
Mittel		152°	15°		Mittel aus 9 Best.
26. CXL	*n*	145°	7°		„ „ 6 „
8. H. D	*n*	160°	14,5°		„ „ 10 „
10. —	*n*	155°	14°		„ „ 5 „
1. AAAX	*n*	161°	16°		„ „ 5 „

Tabelle 6

Motortemperatur und Viskosität II

Öl	Motortemperatur T^0	Reibungskoeffizient $b \times 10$ bei T^0	Reibungskoeffizient $b \times 10$ bei $T^0 - 20^0$	DEK. (18°)	Dichte (18°)
4. XRM	152° (Luftt. 20°)	1,36	1,54	2,24	0,8818
3. H	152° (15°)	1,38	1,79	2,24	0,8830
26. CXL	145° (7°)	1,40	1,6	2.41	0,906
8. H. D.	161° (14.5°)	1,37	1,65	2,30	0,903
10. —	155° (14°)	1,20	1,5	2,36	0,907
1. AAAX	161° (16°)	1,34	1,87	2,24	0,889

Diskussion. Gesichtspunkte für die Ölauswahl. In Tab. 6 sind den gemessenen Motortemperaturen die ihnen und einer um 20° niedrigeren Temperatur entsprechenden Reibungskoeffi-

zienten gegenübergestellt, sowie die DEK. und die Dichten der Öle bei 18°, aus denen die Ölgattung hervorgeht. Die Zusammenstellung zeigt den Einfluß der Wärmeproduktion der zäheren Öle in den Gebieten niedrigerer Temperatur. Sie verringert das Temperaturgefälle und damit die zeitliche Wärmeabfuhr. Dadurch steigt die Betriebstemperatur. Die Nachteile, stärkere Verziehung und Ölverbrennung, die das im Gefolge hat, werden nicht aufgewogen durch die Tatsache, daß in den um etwa 20° kühleren Zylindern selbst das zäheste Öl immer noch die größte Viskosität hat. Das betriebstechnische Optimum für den Gebrauchsmotor liegt gleichwohl bei den Ölen mittlerer Viskosität (hier H und CXL), von denen wieder die zähesten mehr im Interesse des möglichst geräuschlosen Laufes des Motors, denn aus schmierungstechnischen Gründen praktisch den Vorzug verdienen. Eine mit Rücksicht auf große Belastungsschwankungen, Anlaufen und besonders hohe Lagerdrucke (Rollenlager), bzw. mangelhafte Ölzirkulation (Kolbenbolzen) gegebenenfalls erwünschte erhöhte Sicherheit gegen spärliche Schmierung ist viel rationeller durch Zusatz von Dipolsubstanzen (Rizinusöl, Stearinsäure) anzustreben, als durch Wahl eines viskoseren Öles. Dies gilt auch sinngemäß für wassergekühlte Vielzylindermotoren mit Gleitlagern, deren große Zahl gleitender Flächen unter Umständen einen stärkeren Einfluß der Eigenreibung des Öles auf die Betriebstemperatur erwarten läßt. Dafür sind die Betriebsverhältnisse dieser Motoren infolge der Wasserkühlung gleichmäßiger, die Temperatur homogener, die Drehzahl in der Regel niedrig und damit auch die Temperatur.

Schon hieraus geht hervor, daß bei den Ölen für solche Motoren Rizinuszusatz praktisch nur wegen seiner Dipolwirkung in Frage kommt und nicht als Ausgleicher. Die Betriebstemperatur ist an sich so niedrig, daß von vornherein ein Öl gewählt werden kann, welches den steileren Anstieg der Viskositätskurve erst bei viel niedrigeren Temperaturen hat. Von dieser Viskositätskurve benutzt dann der Motor, den das warme Kühlwasser auch nach unten hin nicht zu stark abkühlen läßt, nur einen kleinen Ausschnitt, der enger begrenzt und viel flacher ist, als der vom luftgekühlten Motor ausgenutzte.

Die vorliegenden Temperaturmessungen an einem speziellen Motor können nutzbar gemacht werden, um für einen beliebigen Gebrauchsmotor bei annähernd bekannter Betriebstemperatur das geeignetste Öl der Viskositätstabelle zu entnehmen. Man sucht in dieser die Betriebstemperatur auf und wählt ein Öl, dessen Reibungsfaktor bei ihr etwa 0,14 beträgt. Zur Erleichterung sind für einige Öle außer dem Reibungsfaktor auch Englerzahlen für einige Temperaturen angegeben.

Die Qualitätskriterien für das betreffende Öl finden sich in Tab. 2 zusammengestellt. Während bei reinen Mineralölen die DEK. das zu erwartende Verhalten im Explosionsmotor kennzeichnet, ist bei Mischölen auch noch die Dichte hinzuzuziehen. Beide sind bei den Vergleichsölen besonders niedrig, wobei zu beachten ist, daß diese auch die oberste Qualitätsgrenze darstellen dürften.

Obwohl sich die angeführten Messungen nur auf niedrige Drehzahlen bezogen, lassen sich doch ihre Ergebnisse auch auf Motoren hoher Drehzahl sinngemäß übertragen. Diese stellen einfach Motoren besonders hoher Eigentemperatur dar, bei denen sich das Öl in verschiedenen Teilen bereits auf Temperaturen des flachsten Verlaufes der Viskositätskurve befinden wird, die Wärmeproduktion aus den kühleren Teilen daher von selbst immer mehr zurücktritt gegenüber der Verbrennungswärme. Sie sind das entgegengesetzte Extrem der oben diskutierten wassergekühlten Motoren. Bei ihnen spielen sich die Vorgänge bei Verwendung eines hochviskosen Öles innerhalb des gestreckten Teiles seiner Viskositätskurve ab. Bei diesen finden sich demnach die bestgeeigneten Schmieröle unter den zähesten. Rizinuszusätze dienen hier wie dort, auch nicht mehr dem Ausgleich von Belastungsschwankungen, sondern wesentlich der Dipolwirkung.

Unbeschadet der vorstehenden praktischen Ergebnisse betreffs der Ölauswahl hinsichtlich der Viskosität, können einfache, exaktere Beziehungen hierüber erst auf Grund genauer Kenntnis der dynamischen Viskosität (Strömungsorientierung) der Öle unter den Betriebsbedingungen des Motors aufgestellt werden.

Allgemein ist der molekular physikalische Ausdruck für die Versuchsergebnisse der, daß im Ruhezustand die hochviskosen, aus großen Aggregaten bestehenden Öle die dickeren Schichten und damit einen besseren Schutz bei Anlauf und Längsauslaufs des Motors bilden werden. Im Zusammenwirken von Bewegung und Temperaturerhöhung werden die Aggregate mehr und mehr gelöst und ihre Elemente orientiert werden, so daß die Unterschiede der dynamischen Viskosität für chemisch gleichartige dicke und dünne Öle mehr und mehr schwinden. Der bleibende Unterschied liegt weit überwiegend in der größeren Hitzebeständigkeit der „viskoseren" Öle, die die Anwesenheit ausreichenden Schmiermittels noch unter Umständen gewährleistet, wo ein „dünnes" Öl zu stark verdampft.

§ 15. Zusammenfassung

Die für die reine Schmierwirkung und für die besonderen Betriebsbedingungen des Explosionsmotors geltenden Gesichtspunkte — hohe ungleichmäßige Temperatur und elektrischer Zustand

— werden diskutiert. Auf Grund dessen werden für besonders bewährte Vergleichsöle und andere für die Motorschmierung in Betracht kommende Öle physikalische Eigenschaften, insbesondere Viskosität, Kapillarkonstante und DEK. in Abhängigkeit von der Temperatur, sowie ihr elektrisches Leitvermögen vergleichend untersucht.

Aus dem Vergleich der Viskositätstemperaturkurven unter Berücksichtigung der Molekülform ergeben sich Gesichtspunkte für die molekularphysikalische Untersuchung von Flüssigkeiten (Strömungsorientierung), sowie für die klassenweise Unterscheidung von Ölen. Die grundlegende Bedeutung der Strömungsorientierung für den Schmierungsvorgang wird hervorgehoben. Mit Berücksichtigung ihres Eintretens in der Schmierschicht wird eine Deutung der Abhängigkeit der Ölreibung von der Drehzahl der Ölprüfmaschine gegeben, der Unstimmigkeit der Meßbefunde dieser und des Viskosimeters und des besonderen Verhaltens der Voltolgemische.

Aus dem Vergleich der DEK. und ihrer Temperaturabhängigkeit ergeben sich gleichfalls einfache Kriterien für die Unterscheidung zwischen gesättigten, ungesättigten Kohlenwasserstoff- und Dipolölen. Die physikalischen Befunde werden anschaulich chemisch bestätigt.

Die Betriebswichtigkeit der Verbrennung verschiedener Öle im Motor, sowie die Möglichkeit ihrer Verminderung wird diskutiert und auf Grund der Erfahrung eine einfache physikalische Deutung einer Hauptwirkung geringer Rizinusölzusätze zu Mineralöl gegeben. Hieraus ergibt sich ein einfaches Verfahren zur Verbesserung auch weniger geeigneter Öle.

Auf Grund von Versuchen wird gezeigt, daß die sogenannte Öligkeit unabhängig ist vom Dipolcharakter der Öle. Die Hauptfaktoren der Öligkeit werden durch eine vergleichende Untersuchung aufgewiesen. Es wird eine einfache, mit der Erfahrung übereinstimmende angenäherte Formulierung der Öligkeit gegeben.

Aus Temperaturmessungen im Betriebe des Motors mit Ölen verschiedener Viskosität wird das Öl optimaler Viskosität für den Gebrauchsmotor ermittelt, welches in Richtung der weniger viskosen Öle liegt. Aus den gewonnenen Versuchsdaten ergeben sich die den einzelnen Gebrauchsmotoren betriebsgemäßen Viskositäten.

Dieselben Betrachtungen sind sinngemäß auf alle Motorentypen anwendbar. Aus ihnen und den übrigen Untersuchungsergebnissen werden praktische Richtlinien für die Ölauswahl in den einzelnen Fällen aufgestellt.

(Eingegangen am 3. Oktober 1928)

Über ein Näherungsverfahren zur Berechnung der Absorption des Optischen Glases

Von A. A. Gerschun, Leningrad

Inhalt: Entwicklung einer einfachen Näherungsformel für die Berechnung der Absorption des Optischen Glases, unter Anwendung der Fresnelschen Reflexionstheorie.

I. Einleitung

Die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten des Optischen Glases ist auf eine Messung der Durchlässigkeit einer dicken Glasplatte (Dicke etwa 10 cm) mit gut polierten Seitenflächen mittels Polarisationphotomers[1]) zurückzuführen. Die Berechnung des Absorptionskoeffizienten aus der Messung ist ziemlich zeitraubend, was für technische Zwecke recht unerwünscht erscheint.

Daher mögen einige Annäherungsformeln zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten, wenn die Durchlässigkeit mittels eines Polarisationsphotometers (z. B. von Martens) gemessen wird, von Nutzen sein.

Bezeichnet man:

K = Absorptionskoeffizient,

r = Reflexionskoeffizient, nach Fresnel gleich $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, worin n der Brechungskoeffizient ist,

l = die Länge des Stückes in Zentimetern,

Φ_0 = die Ablesung am Photometer, der Gleichgewichtslage ohne Glas entsprechend (Nullpunkt),

Φ = die Ablesung am Photometer, der Gleichgewichtslage mit dem Glase entsprechend ($\Phi < \Phi_0$).

Wir führen ein:

$$\Psi = \operatorname{arctg}(1 - r) = \operatorname{arctg} \frac{4n}{(n+1)^2}$$

eine Hilfsgröße, welche die gegebene Glassorte charakterisiert.

Die Durchlässigkeit der Platte, unter Berücksichtigung der mehrfachen Reflexionen, ist[2]):

$$\frac{(1-r)^2 e^{-Kl}}{1 - r^2 e^{-2Kl}} = \operatorname{tg}^2 \Phi \operatorname{cotg}^2 \Phi_0 . \qquad (1)$$

Aus dieser Formel läßt sich der Absorptionskoeffizient berechnen nach einer mir von Herrn W. Fock mitgeteilten Methode.

Führt man eine Hilfsgröße α ein durch

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{2r}{(1-r)^2} \operatorname{tg}^2 \Phi \operatorname{cotg}^2 \Phi_0 , \qquad (2)$$

so findet sich:

[1]) F. E. Wright, The Measur. of Intens. Journ. Opt. Soc. Amer., Vol. II—III (1919), 65—75.

[2]) Liebenthal, Praktische Photometrie (1907), 400.

$$K = \frac{\lg_e r - \lg_e \operatorname{tg} \alpha}{l}. \qquad (3)$$

Unter Vernachlässigung der mehrfachen Reflexionen, was gewöhnlich einen Fehler von nicht mehr als 5 % des Wertes von K bedingt, wird die Berechnung viel einfacher. Man kann dann die Formel (1) wie folgt schreiben:

$$(1 - r)^2 e^{-Kl} = \operatorname{tg}^2 \Phi \qquad (1a)$$

oder

$$e^{-Kl} = \operatorname{tg}^2 \Phi \operatorname{cotg}^2 \Psi. \qquad (4)$$

II. Ableitung der Näherungsformel

Die Winkel Φ und Ψ weichen in der Regel von 45^0 nicht mehr als um einige Grade ab. Gewöhnlich ist Φ etwa 40^0—43^0 und Ψ etwa 43^0—44^0. Mit zwei Hilfsgrößen φ und ψ kann man die Tangens- bzw. Cotangensfunktion von

$$\Phi = \frac{\pi}{4} - \varphi$$

$$\Psi = \frac{\pi}{4} - \psi$$

nach Potenzen von φ und ψ entwickeln, wobei höhere als dritte Potenzen vernachlässigt werden. Man erhält

$$\operatorname{tg} \Phi = 1 - 2\varphi + 2\varphi^2$$

$$\operatorname{cotg} \Psi = 1 + 2\psi + 2\psi^2$$

Führt man die erhaltenen Größen in die Annäherungsformel ein, so erhält man nach einigen selbstverständlichen Vernachlässigungen:

$$e^{-Kl} = 1 - 4(\varphi - \psi) + 8(\varphi - \psi)^2.$$

Zerlegen wir alsdann:

$$e^{-Kl} = 1 - Kl - \frac{K^2 l^2}{2} \ldots.$$

so findet sich:

$$K = \frac{4}{l}(\varphi - \psi).$$

Führt man wieder die anfänglichen Winkel ein, wobei aber Φ und Ψ in Graden gemessen werden, so kann man die letzte Formel umschreiben:

$$K = \frac{0{,}0698}{l}(\Psi - \Phi),$$

woraus sich einfacher ergibt:

$$100\,K = \frac{7}{l}(\Psi - \Phi), \qquad (5)$$

Ψ ist hier eine Konstante für die gegebene Glassorte, welche man als

$$\operatorname{arctg} \frac{4n}{(n+1)^2},$$

oder aus der folgenden Tabelle findet.

Die einfache Formel (5) gilt unter Vernachlässigung der mehrfachen Reflexionen im Glase

n	Ψ	n	Ψ
1,50	43°,83	1,62	43°,35
1,52	43°,75	1,64	43°,27
1,54	43°,68	1,66	43°,18
1,56	43°,60	1,68	43°,09
1,58	43°,52	1,70	43°,01
1,60	43°,43	1,72	42°,92

und in der Annahme, daß $\Phi_0 = 45^0$ ist. Im allgemeinen Falle findet sich die vollständigere Annäherungsformel:

$$100\,K = \frac{6{,}98}{l}[(\Psi - \Phi) - (45 - \Phi_0)] + \frac{0{,}12}{l}(45 - \Psi)^2.$$

Man sieht leicht, daß das zweite Glied im allgemeinen Falle klein gegen das erste Glied ist, womit die Anwendung der Formel (5) gerechtfertigt wird.

III. Rechnungsbeispiele

a) Ein Stück optischen Glases von der Länge $l = 9{,}78$ cm habe den Brechungskoeffizient $n = 1{,}5688$. Die Ablesung am Polarisationsphotometer war $\Phi = 40^0{,}40$ (Nullpunkt $\Phi_0 = 45^0$). Der nach der genauen Formel (3) berechnete Absorptionskoeffizient war gleich 2,22 %. Zur Berechnung nach der Annäherungsformel (5) findet man in der Tabelle, daß dem obengenannten Brechungskoeffizienten der Winkel $\Psi = 43^0{,}56$ entspricht. Also wird

$$100\,K = \frac{7}{9{,}78}(43{,}56 - 40{,}48)$$

oder

$$K = 2{,}20\,\%.$$

b) $n = 1{,}6242$; $l = 10{,}25$ cm; $\Phi = 41^0{,}96$; $\Phi_0 = 45^0$.

Nach der genauen Formel war $K = 0{,}96$; nach der Annäherungsformel fand sich $K = 0{,}94$.

Herrn Prof. S. Maisel möchte ich hier für sein stetes Interesse meinen herzlichsten Dank sagen.

Zusammenfassung

Die zeitraubenden Berechnungen nach der üblichen Methode bei Anwendung des Martensschen Polarisationsphotometers für die Absorptionsbestimmungen im optischen Glase können durch ein sehr einfaches Näherungsverfahren ersetzt werden. Zwei Rechnungsbeispiele zeigen die dabei zu erzielende Genauigkeit.

Leningrad, Photometrisches Laboratorium des Optischen Staatsinstitutes, 14. August 1928.

(Eingegangen am 5. September 1928)



Die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante technischer Isolierstoffe von der Frequenz

Von Paul Böning, Tung-Chi Technische Hochschule, Woosung, China

Inhalt: In einer früheren Arbeit[1]) wurde die Abhängigkeit der D.K. technischer Isolierstoffe von der angelegten Spannung abgeleitet, und zwar auf Grund einer Theorie der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen.[2]) Im folgenden sei die gleiche Theorie dazu herangezogen, die Frequenzabhängigkeit der D.K. technischer Isolierstoffe zu begründen und analytisch darzustellen.

I. Darlegung der Theorie

Für die Änderung der D.K. mit der Spannung (planparallele Elektroden) hatte sich folgender Ausdruck ergeben:

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{A}{U} - \frac{A}{U} e^{-\gamma U} .$$

In erster Annäherung sei die Annahme getroffen, daß das Glied $-\frac{A}{U} e^{-\gamma U}$ vernachlässigbar klein sei, d. h. daß der Isolierstoff unter einer so hohen Spannung steht, wie es etwa der normalen Beanspruchung entspricht. Dann würden unter dem Einfluß der Gleichspannung sämtliche Ergänzungsionen abwandern.

Wird der Isolierstoff dagegen einer Wechselspannung ausgesetzt, so wird sich nur ein Teil der Ergänzungsionen entfernen, wie an Hand der Abb. 1 näher zu erörtern ist. Es sei die sicher zutreffende Voraussetzung getroffen, daß die Bewegung der Ionen unter dem Zwang des Feldes gleichförmig und ihre Geschwindigkeit proportional der Feldstärke sei. Dann ist die Zahl der Ionen, die die Elektrode erreichen und dort entladen werden, proportional $\int \mathfrak{E}\, d\, t$ über $^1/_2$ Periode. Bei der Umkehr der Feldrichtung bewegt sich der Rest nur gerade bis zur anderen Elektrode; weitere Ionen werden nicht entladen. Auch bei jeder weiteren Umkehr der Feldrichtung bleibt der Rest konstant.

Da nun ein Teil der Ergänzungsionen entfernt ist, so tritt der gleich große Teil der adsorbierten Grenzionen (neg. angen.) in Wirkung, d. h. von ihnen gehen Feldlinien (β) zu der Elektrode entgegengesetzten Vorzeichens.

Die Zahl der Feldlinien von Elektrode zu Elektrode sei α, dann ist der von der positiven Elektrode ausgehende Kraftfluß

$$\Phi = \alpha + \beta$$

Nun ist

$$\beta = a \int_{t=0}^{t=\frac{T}{2}} \mathfrak{E}\, d\, t ,$$

worin a einen Proportionalitätsfaktor bedeutet.

Die Feldstärke ändere sich nach dem Gesetz: $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}' \sin \omega t$, worin $\mathfrak{E}'$ = Amplitude der Feldstärke und ω = Kreisfrequenz sei.

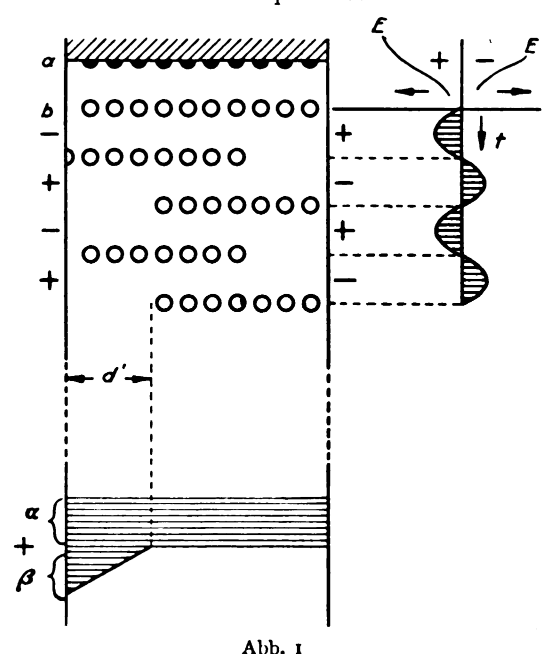


Abb. 1

a = adsorbierte Ionen an der Kanalwand im Isolator (Grenzionen).
b = Ergänzungsionen.

Mit der Auswertung des Integrals wird

$$\beta = \frac{2\,a}{\omega} \mathfrak{E}',$$

und damit

$$\Phi = \alpha + \frac{2\,a}{\omega} \mathfrak{E}'.$$

Für einen Kondensator mit idealem Dielektrikum (D.K. = ε) und der Elektrodenfläche F und dem Abstand d mit der Ladung Q_1 ist

$$\Phi_1 = 4\pi Q_1$$

und die Spannung (Amplitude bei Wechselspannung)

$$U_1 = \frac{4\pi Q_1}{\varepsilon F} \cdot d = \frac{\Phi_1}{\varepsilon F} \cdot d .$$

Analog wird gesetzt:

$$\Phi = 4\pi Q = \alpha + \frac{2\,a}{\omega} \mathfrak{E}';$$

also ist

$$Q = \frac{1}{4\pi} \left(\alpha + \frac{2\,a}{\omega} \mathfrak{E}' \right) \qquad (1)$$

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. 9 (1928), 212.

[2]) P. Böning, Über das Verhalten der Isolierstoffe auf Grund adsorbierter Ionen, Zeitschr. f. Fernmeldetechnik 1927, S. 162.

Bei der Berechnung der Spannung U am Kondensator mit technischem Isolierstoff ist für die Länge des Feldlinienwegs der Grenzionen im Mittel $d'/2$ einzusetzen, wenn d' den Weg der Ergänzungsionen bedeutet (vgl. Abb. 1). Also wird die Spannung (Amplitude)

$$U = \frac{\alpha}{\varepsilon F} \cdot d + \frac{\beta}{\varepsilon F} \cdot \frac{d'}{2},$$

$$U = \frac{1}{\varepsilon F}\left(\alpha d + \frac{\beta}{2} d'\right).$$

Nun ist d' ein Bruchteil von d, der um so größer ist, je größer $\int \mathfrak{E}\, d t$ über $^1/_2$ Periode ist.

Wird gesetzt

$$\frac{d'}{d} = \frac{\int \mathfrak{E}\, d t}{b},$$

so wird

$$d' = \frac{1}{b}\int \mathfrak{E}\, d t \cdot d = \frac{2}{b\,\omega} \cdot \mathfrak{E}' d,$$

$$\frac{d'}{2} = \mathfrak{E}' \frac{d}{b\,\omega}.$$

Somit ergibt sich:

$$U = \frac{1}{\varepsilon F}\left(\alpha d + \frac{2 a \mathfrak{E}'}{\omega} \cdot \frac{\mathfrak{E}'}{b\,\omega} \cdot d\right).$$

Hieraus wird

$$\alpha = \frac{U \varepsilon F}{d} - \frac{2 a}{b}\left(\frac{\mathfrak{E}'}{\omega}\right)^2.$$

Dieser Wert α in die Gleichung (1) für Q eingesetzt ergibt

$$Q = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{U \varepsilon F}{d} - \frac{2 a}{b}\left(\frac{\mathfrak{E}'}{\omega}\right)^2 + \frac{2 a \mathfrak{E}'}{\omega}\right] \quad (2)$$

Dieser Ausdruck wird gleichgesetzt demjenigen für den Kondensator mit idealem Dielektrikum, dessen D.K. $= \varepsilon'$ aber veränderlich erscheint:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \frac{U \varepsilon' F}{d}.$$

Die Auflösung nach ε' ergibt

$$\varepsilon' = \varepsilon + \left(\frac{2 d a}{U F} \cdot \mathfrak{E}'\right)\frac{1}{\omega} - \left(\frac{2 d a}{b\, U F} \cdot \mathfrak{E}'^2\right)\frac{1}{\omega^2}$$

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{A}{\omega} - \frac{B}{\omega^2}. \quad (3)$$

In der Abb. 2 ist der Charakter der Funktion dargestellt, und zwar für einen Stoff, dessen D.K. sich erheblich ändert:

$\varepsilon = 4$, $\varepsilon'_{max} = 13$, $A = 54 \cdot 10^3$, $b = 81 \cdot 10^6$.

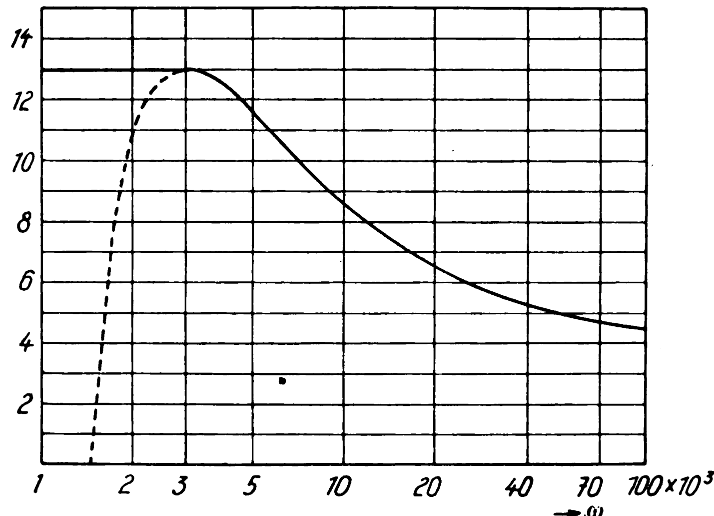


Abb. 2. Verlauf der Funktion

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{A}{\omega} - \frac{B}{\omega^2}$$

mt $\varepsilon = 4$, $A = 54 \cdot 10^3$, $B = 81 \cdot 10^6$

II. Diskussion der Funktion

Die Kurve hat ein Maximum bei

$$\frac{2B}{A} = \omega = 3 \cdot 10^3.$$

Bei kleineren Werten von ω wird ε' bald sehr klein und es würde sogar negativ werden.

Dies ist naturgemäß unmöglich. Es läßt sich aber leicht zeigen, daß die Funktion im Maximum eine natürliche Gültigkeitsgrenze hat. Es kann nämlich d' nie größer werden als d.

Nun ist

$$d' = \frac{2\mathfrak{E}'}{b\,\omega} \cdot d.$$

Für den Grenzfall ist $d' = d$, also

$$\frac{2\mathfrak{E}'}{b\,\omega} = 1$$

und

$$\omega = \frac{2\mathfrak{E}'}{b} = \frac{2B}{A}.$$

In dem Bereich $\omega = 0$ bis $\omega = \frac{2B}{A}$ hat die D.K. den Wert wie bei Gleichspannung, um dann erst schnell mit wachsendem ω abzunehmen und schließlich in den Wert für das ideale Dielektrikum überzugehen.

III. Vergleich mit Meßergebnissen

Es fragt sich, ob das theoretisch abgeleitete Ergebnis den Beobachtungen entspricht. Es liegen zwar eine ganze Reihe von Meßergebnissen vor, die teils die Änderung der Dielektrizitätskonstanten, teils diejenige der Kapazität

von Kondensatoren in Abhängigkeit von der Frequenz wiedergeben, aber es fehlen hierbei häufig die Angaben der Dicke des Isolierstoffs und der Meßspannungen bzw. Hinweise darauf, daß diese Größen bei der Messung konstant waren. (Weder das eine noch das andere ist ohne weiteres anzunehmen, da nach der klassischen Anschauung eine Änderung jener Größen ohne Einfluß sein sollte.) Dennoch geht aus

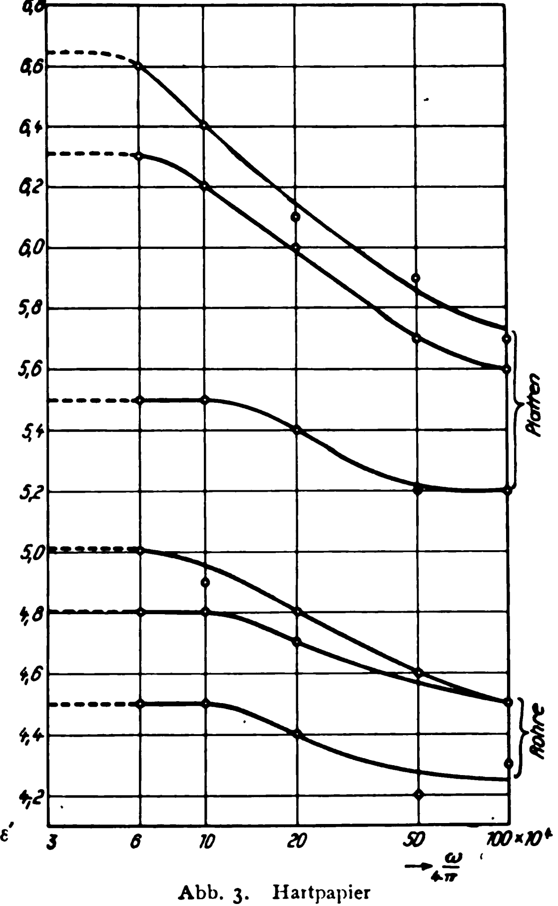


Abb. 3. Hartpapier
Untere Kurve: normale Verhältnisse
Mittlere Kurve: bei 60° C
Obere Kurve: nach 24 Stunden in Wasser bei 20° C

allen Meßergebnissen hervor, daß die Dielektrizitätskonstante mit der Zunahme der Frequenz stets abnimmt. Soweit die Messungen über einen großen Frequenzbereich ausgedehnt wurden, ist auch zu erkennen, daß der Verlauf der Abhängigkeit dem theoretisch abgeleiteten entspricht (Abb. 3). Auch folgende Beobachtungen sind in diesem Zusammenhang von Bedeutung. Grover[3]) verglich die Änderung der Kapazität von Paraffinkondensatoren, die verschieden hohe dielektrische Verluste zeigten. Es ergab sich, daß die Kapazität des Kondensators mit kleinen dielektrischen Verlusten im Bereich von 33 bis 800 Perioden/Sek. um 1,45 % abnahm, diejenige des Kondensators mit großen Verlusten dagegen um 20,8 %.

Wie bereits in der allgemeinen Übersicht über das Verhalten der technischen Isolierstoffe auf Grund adsorbierter Ionen dargelegt wurde, ist ein Teil der Verluste im Isolierstoff unter Wechselspannung auf das Vorhandensein adsorbierter Ionen zurückzuführen. Je größer ihre Zahl, desto größer sind unter sonst gleichen Umständen die Verluste, desto größer aber ist auch die scheinbare Änderung der D.K. (Faktor a in obigen Gleichungen). Hierher gehört auch ein Ergebnis von Bültemann[3]), das an Spezialcarta im Bereich von $\omega = 3000$—30000 gewonnen wurde; die scheinbare Änderung der D.K. war bei feuchtem Zustand des Isolierstoffs wesentlich größer als bei trockenem.

Dasselbe geht aus Abb. 3 hervor, die Meßergebnisse von „The British Electrical and Allied Industries Research Association" an Hartpapierplatten und -Rohren (hergestellt mittels synthetischer Harze) wiedergibt.[4]) Die maximale Änderung der D.K. ist von der Größenordnung 15 bis 20 %, ist also zwar gering, aber in Hinblick auf den Einfluß in Hochfrequenzkreisen (Resonanz) nicht ohne Bedeutung, zumal auch die Beanspruchung $\mathfrak{E}$ eine Rolle mitspielt.

Ferner sei auf die geringere Änderung der D.K. bei Rohren gegenüber Platten hingewiesen. Der Grund kann in folgendem gesehen werden: bei der Herstellung der Rohre wird in der Regel weniger Harz verwendet als bei Platten, jene enthalten also weniger Kolloide, auf deren innere Grenzflächen es nach der Theorie ankommt. Der Unterschied in den Meßergebnissen ist also wohl begründet.

IV. Zusammenfassung

Es wird abgeleitet, daß nach der Theorie der Ionenadsorptionen an inneren Grenzflächen die Dielektrizitätskonstante technischer Isolierstoffe in dem Sinne von der Frequenz abhängig ist, daß von einer Mindestfrequenz an die (scheinbare) D.K. mit zunehmender Frequenz bis zu einem Grenzwert abnimmt. Dieser Grenzwert wird als die wahre D.K. des Dielektrikums angesehen.

2. An Beispielen kann gezeigt werden, daß das theoretische Ergebnis die Beobachtungen und Messungen richtig zu deuten imstande ist. Hierbei wird auf den Feuchtigkeits- und Harzgehalt bei Hartpapier eingegangen und festgestellt, daß

[3]) Vgl. U. Retzow, Die Eigenschaften Elektrotechnischer Isoliermaterialien in graphischer Darstellung, 1927, S. 46.

[4]) A. Monkhouse, Electrical Insulating Materials, London, Pitman, 1926, S. 113.



sich ein Einfluß im Sinne der Theorie geltend macht.[5])

[5]) In ähnlicher Weise, wie die Dielektrizitätskonstante, ändert sich scheinbar auch der spezifische Widerstand der Isolierstoffe. Hierüber ein weiterer Aufsatz.

(Eingegangen am 10. August 1928)

Nachtrag

Bei der Weiterverfolgung der Konsequenzen der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen wurde Verfasser auch auf den Aufsatz von H. Schering und R. Schmidt über „Die elektrostatische Anziehung bei festen Isolierstoffen" [Zeitschr. f. techn. Physik **6** (1925), 19] aufmerksam. Hierin wird die Abweichung der elektrostatischen Anziehung bei festen Isolierstoffen vom Coulombschen Gesetz unter der Annahme abgeleitet, daß sich zwischen der aufgelegten Platte und dem Isolierstoff eine dünne Luftschicht befindet. Es ergab sich eine befriedigende Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen. Die bei Schiefer und bei höherer Temperatur auch bei Glas festgestellte scheinbare Änderung der D. K. (in der Arbeit mit „Kapazitätsfaktor" bezeichnet) mit der Frequenz wird von der Theorie an sich nicht gedeutet.

Hier kann nun die oben abgeleitete Beziehung herangezogen werden. Setzt man sie in die Coulombsche Formel

$$p = k \cdot F\left(\frac{U}{d}\right)^2 \cdot \varepsilon$$

für ε ein, so ergibt sich

$$p' = k \cdot F\left(\frac{U}{d}\right)^2 \cdot \left(\varepsilon + \frac{A}{\omega} - \frac{B}{\omega^2}\right)$$

oder

$$p' = p + \frac{A'}{\nu} - \frac{B'}{\nu^2}.$$

In der Tat kann die in Abb. 4 der zitierten Arbeit wiedergegebene Kurve, die sich auf Sendlinger Glas ($d = 0{,}135$ cm) bei konstanter Spannung $U = 200$ V und konstanter Temperatur $t = 105^0$ C bezieht, durch die folgende Funktion gut dargestellt werden:

$$p' = 2 + \frac{1030}{\nu} - \frac{11000}{\nu^2}.$$

Insbesondere ist auch die Bedingung, daß bei

$$\nu' = \frac{2B'}{A'} = \frac{2 \cdot 11000}{1030} \cong 21{,}3$$

die Kurve in die Horizontale übergehen soll, erfüllt (Tab. 1).

ν =	10000	2500	500	100	50	25	7	3
p' berechnet =	2,1	2,25	4,02	11,2	18,2	25,6	26,1	26,1
p' gemessen =	2,0	2,70	5,05	11,0	17,5	26,0	26,0	26,0

Wie weit auch die Ergebnisse an den anderen Isolierstoffen von der behandelten Erscheinung beeinflußt werden, sei hier unerörtert.

Hier sei jedoch auf Folgendes aufmerksam gemacht. Wie sich leicht ableiten läßt, kann die Beziehung

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{A}{U}$$

auch folgendermaßen angeschrieben werden:

$$\varepsilon' = \varepsilon + \varepsilon\frac{E}{U},$$

wobei E eine durch die Raumladungen bedingte (erregte) Gegenspannung bedeutet. Diese kann unter den gegebenen Voraussetzungen nicht größer sein, als die erregende Spannung U. Hiernach scheint es so, als ob ε' im Grenzfall höchstens gleich 2ε werden kann $\left(\frac{E}{U} \cong 1\right)$. Hierzu ist aber zu bemerken, daß wohl stets eine mehr oder weniger ausgeprägte Rückstandserscheinung vorhanden sein wird, wodurch E sehr wohl größer als U sein kann (vgl. eine spätere Arbeit).

(Eingegangen am 3. Oktober 1928)

Augenblicksbilder vom Quecksilberdampfgleichrichter

Von G. Hauffe, Dresden

(Hierzu Tafel I)

Inhalt: Versuchseinrichtung zur Aufnahme stehender Bilder am Einphasen-Quecksilberdampfgleichrichter mit Bildern insbesondere der nur kurzzeitigen Überlappungsperiode.

Die Literatur über Quecksilberdampfgleichrichter ist reich an ausführlichen Untersuchungen über den Stromdurchgang, insbesondere die Überlappungsperiode; Rechnungen, die durch Oszillogramme leicht bestätigt werden konnten. Die Betrachtung eines in Betrieb befindlichen Gleichrichters durch eine stroboskopische Scheibe, welche mit dem den Gleichrichter speisenden Wechselstrom asynchron mit sehr geringem Schlupf läuft, gestattete, selbst wenn der Asynchronmotor in Kugellagern lief, nicht, die Überlappungsperiode zu erkennen. Es lag daher nahe, die stroboskopische Scheibe synchron rotieren zu lassen, um so die Überlappungsperiode als stehendes Bild zu erhalten. Es wurde also folgende Schaltung verwendet:

Schaltung: An einem Drehstromnetz hängt einphasig der Gleichrichter über einen Transformator, er ist weitmöglichst belastet. An demselben Netz hängt ein festgebremster Drehstromasynchronmotor, dessen Läufer den Ständer eines zweiten Drehstrommotors speist, der in Grob-

schaltung als Asynchronmotor anläuft und durch Gleichstromerregung einer Läuferphase synchronisiert werden kann. Dieser Motor trägt die stroboskopische Scheibe, welche bei p Polpaaren des Motors p radiale Schlitze besitzt und gegen den Gleichrichter so gestellt ist, daß sie dem Beschauer das Bild desselben einmal in der Periode zeigt bzw., daß sie das Objektiv der Aufnahmekamera nur ganz kurzzeitig während einer Periode zur Plattenbelichtung freigibt. Der Rotor des als Transformater dienenden festgebremsten Drehstrommotors ist von Hand drehbar, auf diese Weise kann die Phasenlage des Synchronmotors gegen die des Gleichrichters beliebig, und zwar um eine ganze Periode — ein Bereich, dessen Beherrschung mit den üblichen Drehtransformatoren kaum möglich ist — verändert werden.

Theorie des Versuches: Das Bild des Quecksilberdampfgleichrichters ist ein periodisch veränderliches; ist b die augenblickliche Gestalt desselben, so kann man schreiben

$$b = F(\sin \omega t).$$

Mit dem Zentrum der stroboskopischen Scheibe denken wir den Ursprung eines Koordinatensystems zusammenfallend. Die augenblickliche Stellung des Schlitzes in der Scheibe charakterisieren wir durch den Winkel ψ, den der dem Schlitz zugeordnete Radius mit der positiven Y-Achse einschließt. Für diesen Winkel kann man schreiben

$$\psi = 2 \pi n + \psi_0,$$

wobei n die von einem willkürlich zu wählenden Zeit-Nullpunkt an zu zählende Umdrehungszahl ist. ψ_0 gibt die Winkellage des Schlitzes zur Zeit Null an, seine Größe kann durch Drehung des Drehtransformators beliebig eingestellt werden. Bezeichnet N die synchrone Drehzahl je Minute für den Motor mit der stroboskopischen Scheibe, so gilt

$$\frac{n}{\frac{N}{60}} = \frac{t}{1} \quad \text{oder} \quad n = t \frac{N}{60},$$

wenn t die seit Beginn der Zeitzählung verflossene Zeit ist. Außerdem liefert die bekannte Beziehung

$$f = \frac{Np}{60}$$

$$\frac{N}{60} = \frac{f}{p}$$

und somit

$$n = \frac{tf}{p}.$$

Für die Winkellage des Schlitzes läßt sich also schreiben

$$\psi = 2 \pi \frac{tf}{p} + \psi_0 = \frac{\omega t}{p} + \psi_0.$$

Aus dieser Gleichung folgt für die Zeit

$$t = (\psi - \psi_0) \frac{p}{\omega}$$

und somit für das veränderliche Bild

$$b = F(\sin (\psi - \psi_0))\, p.$$

D. h. das Bild ändert seine Gestalt nicht, wenn der Beobachtungspunkt, der ebenfalls durch den Winkel ψ charakterisiert ist, ebenso wie der Winkel ψ_0, also die Stellung des Drehtransformators nicht geändert wird: das Bild ist ein stehendes.

Zweitens läßt die Gleichung folgende Deutung zu: man sieht alle möglichen während einer Periode auftretenden Phasen des Gleichrichters, wenn man den Beobachtungspunkt bei konstantem ψ_0 um $2\pi/p$ ändert. Führt man also das beobachtende Auge am Umfang der Scheibe entsprechend einem Winkel $2\pi/p$ entlang, so erblickt man den Vorgang, der sich während einer Periode abspielt.

Drittens gilt: bleibt der Beobachtungspunkt ψ fest und ändert man ψ_0 um $2\pi/p$ (durch Drehung des Rotors des festgebremsten Drehstrommotors), so sieht man ebenfalls alle Phasen, die während einer Periode auftreten. Insbesondere gestattet diese Methode in bequemster Weise, das Bild irgendeiner gewünschten Phase auf die Platte einer festmontierten Kamera zu bringen. Die nachfolgend besprochenen Aufnahmen sind in der beschriebenen Weise gemacht worden.[1])

Die Aufnahmen:

Bild 1 (Aufnahme 1): Der Gleichrichter ist gerade während der Überlappungsperiode photographiert, der Strom tritt von beiden Anoden nach der Kathode über, er wird erzeugt von der verschwindenden magnetischen Energie des Transformators. Die Intensität des Lichtes reicht nicht aus, das über dem kugeligen Gleichrichtergefäß befindliche Kondensationsgefäß so stark zu beleuchten, daß es auf die Platte einwirkt. Der mit großer Geschwindigkeit umherirrende Kathodenfleck hat des öfteren gleiche Stellungen eingenommen, so daß er verschiedentlich als heller Punkt auftritt. (Während der Belichtung wirken 25 Einzelbilder auf die Platte, welche sich nur durch die Lage des Kathodenfleckes unterscheiden!) Die Streifen am Kugelgefäß sind die Bahnen kondensierter Quecksilbertropfen. Das Kondensations-

[1]) Gleichrichter für 10 Amp. maximal, belastet mit 10 Amp. effektiv, $1/6$ der natürlichen Größe, Perutz-Braunsiegel-Platte, 17 Scheiner, ohne Gelbscheibe, Zeiss Tessar 1 : 4,5, 12 Zentimeter Brennweite, Blende 4,5, Belichtungsdauer $1/2$ Sekunde im verdunkelten Raum. Bei den Aufnahmen hat mich Herr Dipl. Ing. Spielhagen in dankenswerter Weise unterstützt.





Abb. 1



Abb. 2



Abb. 3



Abb. 4

G. Hauffe

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig



gefäß erhält durch einen Lichtreflex eine zarte Andeutung. Zwischen den horizontalen Anoden sind die Träger des Gefäßes als vertikale schwarze Striche sichtbar. Die Hilfsanode rechts neben der Kathode ist ebenfalls durch einen Lichtschein kenntlich.

Bild 2 (Aufnahme 3): $^1/_4$ Periode später. Der Strom tritt nur von der linken Anode nach der Kathode, die Lichtentwicklung langt hin, das Kondensationsgefäß erkennen zu lassen, ebenso wie den Kipphebel links neben diesem. Das Glasrohr der Hilfsanode ist auch stärker beleuchtet.

Bild 3 (Aufnahme 5): $^1/_4$ Periode später. Der Strom ist bereits umgesprungen nach der rechten Anode, trotzdem ist die linke Anode noch zu einem kleinen Teil an der Stromführung beteiligt. Die Helligkeit ist wieder so schwach wie bei Bild 1.

Bild 4 (Aufnahme 6): $^1/_8$ Periode später. Die rechte Anode führt allein Strom. Das Kondensationsgefäß ist wieder sichtbar.

Zusammenfassung

Die Beobachtung einzelner Phasen am arbeitenden Quecksilberdampfgleichrichter gelingt leicht mit Hilfe einer synchron rotierenden Saheibe, die das Bild des Gleichrichters nur einmal während einer Periode zur Sicht freigibt. Besonders bequem läßt sich hierbei die nur kurze Überlappungsperiode studieren.

Die Versuchseinrichtungen standen dem Verfasser im Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Dresden in freigibigster Weise zur Verfügung, wofür dem Ditektor des Instituts, Herrn Geheimrat Görges, an dieser Stelle der aufrichtigste Dank ausgesprochen.

(Eingegangen am 15. Oktober 1928)

Der Kupferjodürdetektor[1])

Von Erich Habann

Inhalt: Ein neuer Detektor, dessen eine Elektrode aus Kupferjodür besteht, wird des Näheren untersucht; die Ergebnisse werden verallgemeinert.

Theoretische Untersuchungen lenkten die Aufmerksamkeit auf das Kupferjodür (CuJ) und ließen die Substanz für Detektorzwecke besonders geeignet erscheinen. Das Kupferjodür ist ein weißes Pulver. Nach sorgfältigster Auswaschung mit Wasser, Alkohol und schließlich mit Benzel und Trocknung wird es in die Höhlung eines geeigneten Metallblocks hineingepreßt. Darauf wird ein Kupferdraht von etwa 0,1—0,2 mm Durchmesser mit seiner Spitze lose aufgelegt. Ein solcher Detektor zeigt eine ausgezeichnete Gleichrichterwirkung. Die Charakteristik (Abb. 1) weist an der Stelle der größten Gleichrichterwirkung ($V = 13 \cdot {}^2/_{100}$ Volt) eine starke Krümmung auf. Was ruft physikatisch die starke Krümmung der Charakteristik hervor?

An Hand der Charakteristik könnte man zunächst geneigt sein, an eine Polarisationsspannung zu denken, die erst überwunden werden muß, wie z. B. bei den elektrolytischen Gleichrichtern. Dann wäre das Kupferjodür ein fester Elektrolyt. Zur experimentellen Entscheidung, ob die Ionen des Kupferjodürs wanderungsfähig sind, füllen wir es in ein 5 mm weites Glasrohr. Zwei unter starkem

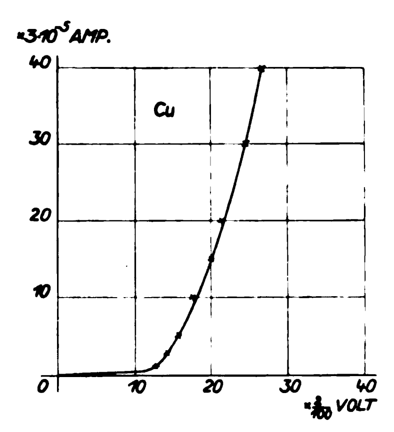


Abb. 1. Abhängigkeit von Strom und Spannung bei der Kupfer/Kupferjodürkombination bei leichtem Anliegedruck

Druck stehende Metallstempel dienen als Elektroden. Da bei stundenlangem Durchgang von 100 mA keine Spur einer Abscheidung oder Reaktion an den Elektroden wie Kupfer, Eisen, Blei zu bemerken war, so muß der elektrische Strom in der Hauptsache auf wandernde Elektronen zurückgeführt werden.

Die Elektronen spalten sich von der Kupferjodürmolekel ab. Um nach dem Verbleib des positiven Kupferjodürrestes zu entscheiden, bringen wir das Jodür unter Pressung in ein Kupferrohr und ziehen als Achse einen feinen Kupferdraht von etwa 0,1 mm Durchmesser hindurch. Wird nun eine Spannung derart angelegt, daß der Draht positiv, der Metallzylinder negativ wird, so müßten in diesem Fall die positiven Kupferjodürionen vom Draht zum Kupferzylinder wandern. Bei der entgegengesetzten Polung müßten die positiven Kupferjodürionen auf den Draht zuwandern. Im letzteren Falle müßten sich mit der Zeit die Kupferjodürionen am Draht konzentrieren. Nun verlangt die elektrische Neutralität der Substanz, daß dort, wo sich die positiven Ionen ansammeln, sich ebensoviel negative Elektrizität — hier in Gestalt

[1]) Aus der am 10. Mai vor. Jahres in Braunschweig gehaltenen Antrittsvorlesung.

der Elektronen — ansammelt.[2]) Die Konzentration der Elektrizität am Draht müßte also bei der betrachteten Polung größer werden. Bei der umgekehrten Polung müßte die Konzentration am Draht mit der Zeit abnehmen. Da die Leitfähigkeit der geschilderten Zelle in der Hauptsache durch die Schichten in der Nähe der Drahtachse bestimmt wird, so müssen sich die Konzentrationsänderungen am Draht in Leitfähigkeitsänderungen der Zelle bzw. bei konstanter Spannung in einer Änderung des Stromes zu erkennen geben. In der Tat beobachtet man bei konstanter Spannung, wenn der Draht eine genügend hohe negative Spannung (etwa 3 Volt) erhalten hat, ein langsames Steigen des Stromes z. B. von 45 mA auf 57 mA innerhalb einer Minute. Der Strom sinkt allmählich, z. B. von 45 mA auf 9,7 mA in derselben Zeit, wenn die Drahtachse eine positive Spannung von etwa 3—4 Volt erhalten hat. Mithin wandert das Kupferjodürion, wenn auch langsam. Der überwiegend größte Teil des Elektrizitätstransportes fällt den schnellen Elektronen zu. Der Anteil der Elektronen an der Elektrizitätsleitung ist so groß, daß das Kupferjodür praktisch zunächst als reiner Elektronenleiter betrachtet werden kann.

Oben hatten wir den Kupferdraht lose auf den Detektorgelegt und die Charakteristik nach Abb. 1 erhalten. Jetzt drücken wir den Draht fest an das Jodür und erhalten die Charakteristik (Abb. 2). Der Anliegedruck ist also wesentlich für eine starke Krümmung der Charakteristik.

Der Strom ist allgemein stärker geworden. Man kann sich das so erklären, als wenn zwar das Jodür und der aufgelegte Draht an der Auflagestelle unendlich dicht gelagert sind, aber sich elektrisch doch nicht vollständig berühren. Die Elektronen haben vielmehr eine Zwischenschicht zu überwinden und da die Dicke der Zwischenschicht beim Andrücken kleiner geworden ist, hat sie auf die Elektronen weniger hemmend eingewirkt. Der Strom hat infolgedessen allgemein zugenommen. Wenn aber eine solche Zwischenschicht die beiden Stoffe, das Kupferjodür und den Kupferdraht, elektrisch trennt, so muß die elektrische Kraft, die wir durch Anlegen einer Spannung schaffen, nicht nur die Elektronen durch diese Zwischenschicht treiben, sondern sie vor allen Dingen aus der Elektrode freimachen. Denn

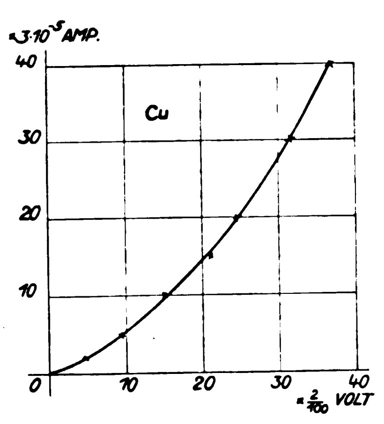


Abb. 2. Abhängigkeit von Strom und Spannung bei der Kupfer/Kupferjodürkombination bei starkem Anliegedruck

da die Elektronen im Kupferdraht mit großer elektrischer Kraft von den positiven und fest gelagerten Metallionen zurückgehalten werden, so tritt ein nennenswerter Strom durch die Kontaktstelle erst auf, wenn wir an diese eine Spannung legen, welche die innerhalb des Kupferdrahtes auf die Elektronen wirksamen Anziehungskräfte zu kompensieren und zu übertreffen vermag. Daher ist bei geringen Spannungen die erzeugte elektrische Kraft zu klein, um die im Kupferdraht zurückgehaltenen Elektronen herauszuziehen. Der Strom ist fast Null. Von einer bestimmten Spannung ab werden die Elektronen infolge dieser Spannung mit derselben Kraft aus dem Kupferdraht herausgezogen, wie sie von den Anziehungskräften innerhalb des Kupferdrahtes zurückgehalten werden. Der Strom ist jetzt kurz vor dem Anstieg in der Nähe der Knickstelle der Charakteristik. Bei größeren Spannungen werden die Elektronen in großer Zahl aus dem Draht freigemacht — ein stärkerer Strom kommt zustande.

Jetzt muß sich unsere vorhin beobachtete Erscheinung der Wanderung der Kupferjodürionen in eigenartiger Weise bemerkbar machen. Bei der

[2]) Ein genaueres Bild gibt die mathematische Behandlung der Strömung. Die mathematischen Gleichungen lauten in unserm Falle:

1) $\Delta \varphi = k_1 (c_1 - c_2)$

2) $\frac{\partial c_1}{\partial t} = k_2 \cdot \Delta c_1 + k_3 \cdot \operatorname{div}(c_1 \cdot \operatorname{grad} \varphi) + k_4 \cdot c - k_5 \cdot c_1 \cdot c_2$

3) $\frac{\partial c_2}{\partial t} = k_6 \cdot \Delta c_2 - k_7 \cdot \operatorname{div}(c_2 \cdot \operatorname{grad} \varphi) + k_4 \cdot c - k_5 \cdot c_1 \cdot c_2$

4) $\frac{\partial c}{\partial t} = k_8 \cdot \Delta c + k_5 \cdot c_1 \cdot c_2 - k_4 c$

Hierin ist 1 die Laplacesche Gleichung für das Potential φ. Die Raumladung setzt sich in dieser Gleichung aus der Ladung und Konzentration der positiven Kupferjodürionen und der negativen Elektronen zusammen. Die Konzentration der positiven Ionen c_1 und der Elektronen c_2 ändert sich dann örtlich mit der Zeit nach 2 bzw. nach 3, indem die elektrische Feldstärke und das Konzentrationsgefälle die treibenden Kräfte bilden. Entsprechendes gilt nach 4 für die Konzentration c der neutralen Moleküle. Ergänzt werden die Formeln 2 und 3 einerseits durch den Zuwachs an Ionen und Elektronen infolge Dissoziation der neutralen Moleküle $(k_4 \cdot c)$, andrerseits durch die Verringerung $(k_5 \cdot c_1 \cdot c_2)$ infolge Wiedervereinigung der Ionen und Elektronen zu neutralen Molekeln. Es ist in den Formeln vorausgesetzt, daß sich ein neutrales Molekül in ein Elektron und ein positives Ion spaltet. $k_1, k_2 \ldots k_8$ sind Konstanten. Im stationären Zustande ist

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial c_2}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial c}{\partial t} = 0.$$

betrachteten Polung — Kupferdraht negativ — wandern die Jodürionen auf den Draht zu und neutralisieren sich an diesem. Die neutralisierten Ionen scheiden sich in nächster Nähe des Drahtes an diesem ab. Auf diese Weise muß allmählich der Abstand zwischen dem Draht und der Jodürschicht immer kleiner werden, d. h. die Ursache für die Krümmung der Charakteristik fällt mit der Zeit fort. Die Charakteristik muß nach längerem Stromdurchgange geradlinig verlaufen. Die Abb. 3

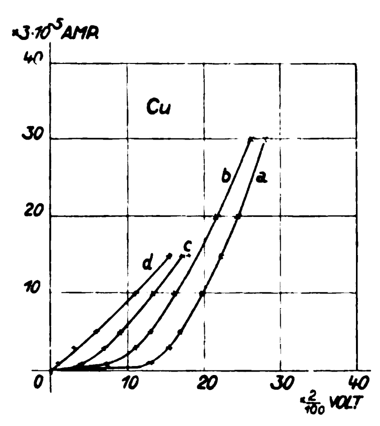


Abb. 3. Veränderlichkeit der Charakteristik mit der Zeit

zeigt in *a* die Charakteristik im frischen Zustande des Kontaktes. Durch den Kontakt wird ein geringer Dauerstrom von etwa $^3/_{10}$ mA hindurchgeschickt. Nach zwei Stunden sieht dann die Charakteristik wie *b* aus. Man erkennt bereits einen Unterschied gegenüber der alten Charakteristik. Nach drei Stunden verliert die Charakteristik *c* immer mehr ihre Krümmung an der Knickstelle, um schließlich nach 4 Stunden geradlinig zu verlaufen (*d*). Für die Technik bedeutet das ein Nachlassen der Güte des Detektors. Das Nachlassen geht aber nur langsam vor sich, um so langsamer, je kleiner die die Kontaktstelle durchfließenden Ströme sind. Eine geringe, absichtliche Erschütterung der Kontaktstelle stellt im übrigen den alten Zustand, die ursprüngliche Güte des Detektors wieder her.

Die Kombination Kupferdraht—Kupferjodür ist deswegen günstig, weil sich anscheinend die beiden Stoffe bei der Berührung so verhalten, als wenn sie sich abstoßen, etwa so, wie sich Glas und Quecksilber in einem Manometerrohr abzustoßen scheinen. Dann tritt bei dem üblichen leichten Anliegedruck von vornherein keine vollständige elektrische Berührung zwischen Jodür und Draht ein: die Voraussetzung für einen guten Kontaktdetektor ist damit gegeben. Es gibt aber andere Metalle, die anscheinend von der Kupferjodürschicht, wenn sich die Stoffe einmal nahe gebracht sind, angezogen werden, wie z. B. Molybdän, Wolfram, Platin; hier nimmt man keine Detektorwirkung wahr. Die Abb. 4 macht das verständlich. Die Charakteristik — es handelt sich hier um Kupferjodür, gegen das mit leichtem

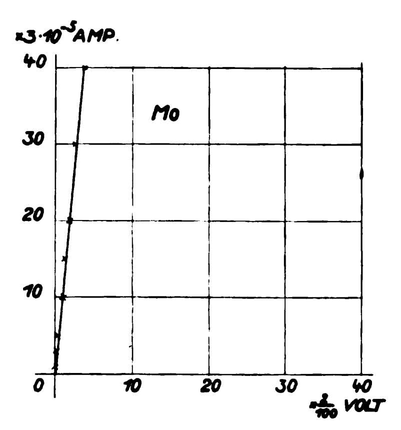


Abb. 4. Abhängigkeit von Strom und Spannung bei der Molybdän/Kupferjodürkombination bei leichtem Anliegedruck

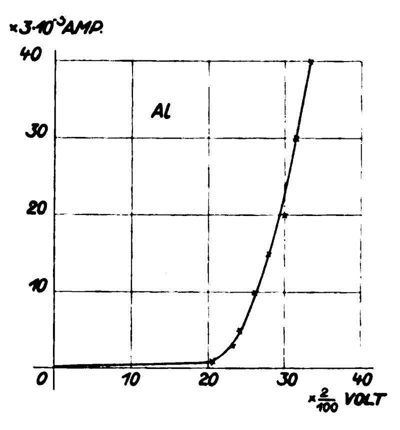


Abb. 5. Charakteristik des Aluminium/Kupferjodürdetektors

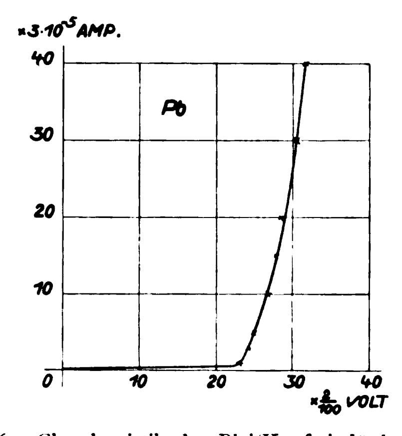


Abb. 6. Charakteristik des Blei/Kupferjodürdetektors

Anliegedruck ein dünner Molybdändraht gelegt war — verläuft geradlinig. Wolfram und Platin zeigen ähnliche Charakteristiken. Wie Kupfer dagegen verhält sich Blei, Aluminium, Zink und

einige andere Metalle. Die Abb. 5 zeigt die vorzügliche Form der Charakteristik einer Kombination aus Kupferjodür und Aluminium. Die Abb. 6 zeigt die Charakteristik einer ebenbürtigen Kombination, die aus Kupferjodür und Blei besteht.

Zusammenfassung

Die bei dem Kupferjodürdetektor erhaltenen Ergebnisse lassen sich verallgemeinern: Brauchbar als Kontaktdetektoren sind hiernach alle diejenigen Stoffe, bei denen die Elektronen Träger der Elektrizitätsleitung sind und die keinen vollständigen elektrischen Kontakt miteinander bilden. Ferner: eine Ionenwanderung in den Kontaktkörpern ist schädlich. Die Stoffe mit festsitzenden Ionen sind am besten geeignet. Die Stoffe mit sehr langsam wanderndem Ion sind zwar für die Praxis noch brauchbar, die Kontaktstelle muß aber hier nach einiger Zeit erschüttert oder gewechselt werden. Die Ergebnisse lassen die Kohäsion und Adhäsion als wesentlich für die Krümmung der Charakteristik und für den Detektoreffekt erscheinen und bestätigen im übrigen Schottkys Theorie der Kontaktdetektoren.

(Eingegangen am 2. Juni 1928)

Außenaufnahmen von Kathodenstrahloszillogrammen durch Lenardfenster

Von Max Knoll

Mitteilung aus dem Hochspannungslaboratorium der T. H. Berlin)

(Hierzu Tafel II)

Inhalt: Versuche über die Niederschrift von Kathodenstrahloszillogrammen durch Lenardfenster und daraus folgende Vereinfachungen für den Bau von Kathodenstrahloszillographen.

Der Kathodenstrahloszillograph, wie er als Instrument zur unmittelbaren Aufzeichnung sehr rasch verlaufender elektrischer Vorgänge in Weiterentwicklung der alten Braunschen Röhre von Dufour[1]), Rogowski[2]), Norinder[3]), Gabor[4]) und neuerdings von Berger[5]) gebaut worden ist, mußte die Ausdehnung seines Zeitmeßbereichs mit einer geringeren Betriebssicherheit und schwierigerer Handhabung erkaufen. Bei Vorgängen, die in kürzerer Zeit verlaufen als etwa 10^{-5} sec, muß die photographische Schicht ins Vakuum gebracht werden. Nimmt man wenige Platten oder kurze Filmstreifen, so ist bei längeren Versuchsreihen, namentlich wenn man sich rasch von dem Gelingen des einen oder anderen Oszillogramms überzeugen will, das Neuevakuieren und Auswechseln umständlich und zeitraubend. Nimmt man, wie es für Registrierung bei nicht willkürlich auslösbaren Vorgängen nötig ist, längere Filmstreifen, etwa 100—300 m, so wird der Vorteil, nicht so oft evakuieren zu müssen, zum Teil dadurch kompensiert, daß es selbst unter Zuhilfenahme energischer Trockenmittel infolge der starken Gasabgabe frischen Films viele Stunden dauert, bis das nötige Vakuum wieder erreicht ist. Filme, die längere Zeit in hohem Vakuum gelegen haben, verderben zudem leicht infolge auftretender Gleitfunken, wenn sie zu schnell abgerollt werden. Soll der Kathodenstrahloszillograph ein für die Elektrotechnik und nicht nur für das Laboratorium brauchbares Meßgerät werden, dessen Bedienung keine besonderen Spezialkenntnisse und große Experimentierkunst erfordert, so wird man die Aufnahmevorrichtung möglichst zu vereinfachen und von diesen Mängeln zu befreien suchen.

Eine bequeme Methode ist zweifellos die der Außenaufnahme des auf einem Leuchtschirm hervorgerufenen Schreibflecks durch einen photographischen Apparat, wie sie bei der alten Braunschen Röhre üblich war und vor einigen Jahren durch Rogowski und Grösser[6]) zu größerer Vollkommenheit gebracht wurde.

Inhalt dieser Mitteilung sind Versuche über eine zweite ohne Optik arbeitende Aufnahmemethode, von der meines Wissens in der Literatur noch nicht berichtet worden ist.[7]) Sie besteht darin, daß der Kathodenstrahl durch ein Lenardfenster hindurch auf der außen in freier Luft anliegenden photographischen Schicht unmittelbar das Oszillogramm niederschreibt. Um die Größe der Oszillogramme auf das erforderliche Maß zu bringen, muß zur Abstützung der Folie ein Gitter angeordnet werden; dieses darf nicht zu hoch sein und seine Löcher bzw. Maschen müssen so gewählt werden, daß die im Kurvenbild entstehenden Lücken möglichst wenig stören. Neben der bequemen Handhabung beim Wechseln der Platten bzw. Vorbeirollen der Filme infolge der viel einfacheren Kasettenkonstruktion ergibt sich der Vorteil, daß auf der dem Vakuum zugekehrten, mit Leuchtsubstanz bestrichenen Innenseite des Stützgitters der Verlauf des Kurvenbildes während der Aufnahme selbst verfolgt werden

[1]) L'Oscillographe Cathodique; Paris 1923.

[2]) Archiv f. El., Bd. **14—19**, 1925—1928.

[3]) Teknisk Tidskrift (Elektroteknik) **55** II, 152—157, v. 5. 9. 1925.

[4]) Forschungshefte der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen, Heft 1, Berlin 1927.

[5]) Schweiz. El. Ver. Bull. **19** (1928), 292—301, Nr. 9.

[6]) Arch. f. El. **15** (1925), 377—384, Heft 4.

[7]) Nach Niederschrift der ersten Oszillogramme ist mir anläßlich einer Besprechung bekannt geworden, daß Herr Stoerk, Ass. am Hochspannungslaboratorium, unabhängig von mir die experimentelle Erprobung dieser Methode ebenfalls geplant hat; für freundliche Hilfe bei Durchführung der letzten Versuche sei ihm bestens gedankt.

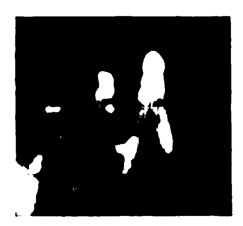


Abb. 1. Außenaufnahme mit Lenardfenster; $n = 50$



Abb. 2. Außenaufnahme mit Lenardfenster; $n = 500$

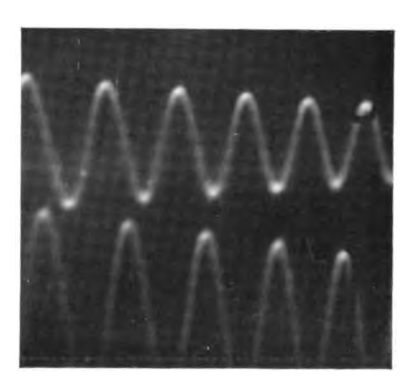


Abb. 3. Innenaufnahme durch 0,011 mm Al-Folie.
$n = 40000$

Max Knoll

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig

kann, was bei Oszillographen für Innenaufnahmen nicht der Fall ist. Zur subjektiven Beobachtung wird eine mit fluoreszierender Schicht belegte Glasplatte außen auf das Lenardfenster gelegt.

Für die Versuche wurde eine kreisförmige Aluminiumfolie von 0,011 mm Stärke und 10 cm Durchmesser verwendet. Das zugehörige Stützgitter aus hochwertigem Stahl war etwa 1,5 mm stark und von gleichem Durchmesser wie die Folie. Es war mit eng aneinander gebohrten Löchern von 1 mm Durchmesser versehen. Die Zahl der Löcher wurde bei der ersten Ausführung zunächst so gewählt, daß die Lochflächen etwa 30% der Schreibfläche einnahmen. Die große durchlöcherte Schreibfläche von 7,5 cm Durchmesser konnte nur zum geringen Teil ausgenützt werden, da die Zeigerlänge des Kathodenstrahls aus äußeren Gründen nicht größer genommen werden konnte. Deshalb erscheinen auch z. B. in Abb. 2 rechts oben die Löcher des Stützgitters sehr groß im Verhältnis zur geschriebenen Kurve. Ebenso stand keine Strahlsperrvorrichtung (Vorablenkung) zur Verfügung, was die Niederschrift bei sehr hohen Strahlgeschwindigkeiten wegen des störenden Anfangs- und Endflecks von vornherein ausschließt. Für die zunächst allein beabsichtigte Feststellung der Brauchbarkeit der Methode an sich genügte jedoch die Versuchsanordnung vollkommen.

Abb. 1 zeigt eine Frequenz von 50, Abb. 2 eine von etwa 500 Per. pro sec (Schreibgeschwindigkeit etwa 20 m/sec); beide sind durch einfaches Auflegen einer photographischen Platte auf das Lenardfenster gewonnen. Bei subjektiver Beobachtung mit dem Leuchtschirm waren trotz des störenden Anfangs- und Endflecks noch Frequenzen bis zu n = 100000 mühelos zu erkennen, entsprechend einer Schreibgeschwindigkeit von etwa 4 km/sec. Es handelt sich dabei selbstverständlich nicht um stehende Figuren, sondern mit Hilfe einer Elektronenröhrenschaltung einmalig ausgelöste Vorgänge. Die Erregerspannung betrug in beiden Fällen etwa 70 kV.

Um zu prüfen, wieweit die Streuung der Elektronen in der Folie selbst bzw. die beim Auftreffen des Kathodenstrahlbündels entstehenden Röntgenstrahlen die Schärfe der Oszillogramme beeinflussen, wurde die gedämpfte Schwingung Abb. 3 in einem mit Vorablenkung versehenen Oszillographen für Innenaufnahmen gemacht. Auf die photographische Platte war in diesem Fall mittels Heftklammern eine 0,011 mm Al-Folie aufgeheftet, durch welche hindurch die Niederschrift erfolgte. Hier beträgt die Frequenz 40000, die Schreibgeschwindigkeit 1,4 km/sec, die Erregerspannung 65 kV, und wie man sieht, verursachen weder die Folie selbst noch die insbesondere an den Heftklammern entstehenden Röntgenstrahlen eine Störung oder merkliche Unschärfe des Oszillogramms. Da durch die Vorablenkung der Anfangs- und Endfleck größtenteils beseitigt war, ist hier die Niederschrift auch viel sauberer als in Abb. 1 und 2, obwohl die Frequenz eine bedeutend höhere ist. Aufnahmen schnellerer Vorgänge sind bisher nicht versucht worden, da bei dem genannten Oszillographen die Erregerspannung nicht ohne weiteres über 65 kV gesteigert werden konnte.

Es ist wohl anzunehmen, daß sich bei genügend hoher Erregerspannung und guter Strahlsperrvorrichtung auch Vorgänge bis zu 10^{-6} sec Dauer und darunter nach dieser Methode aufzeichnen lassen. Der Nachteil höherer Erregerspannung und damit geringerer Empfindlichkeit ist für viele Zwecke der Starkstromtechnik unwesentlich und dürfte auch durch Fenster aus noch durchlässigerem Material wie Beryllium, Cellophan u. dgl. teilweise zu kompensieren sein.

Ein weiteres Verfahren[8]) zur Steigerung der Empfindlichkeit bestände darin, die photographische Schicht ins Vorvakuum zu bringen, das in sehr kurzer Zeit erzeugt werden kann und wo die Gasabgabe frischen Films nicht stört; es können dann äußerst dünne Folien verwendet werden, durch welche die Empfindlichkeit praktisch kaum geändert wird. In diesem Falle bestünde eine gewisse äußere Ähnlichkeit mit der von Rogowski[9]) angegebenen Anordnung, wo die photographische Schicht ebenfalls im Vorvakuum liegt, jedoch mit den vom Fluoreszenzschirm ausgehenden Lichtstrahlen beschrieben wird.

Bei sorgfältiger Ausführung des Fensters kann man einen Schritt weiter gehen, den (Glühkathoden-) Oszillographen vollständig von der Pumpe abschmelzen und damit neben einer bedeutenden Vereinfachung der Gesamtapparatur einen jederzeit bereiten, auf größte Intensität eingestellten Kathodenstrahl gewinnen. Da das Fenster durch den rasch darüber streifenden Strahl thermisch kaum beansprucht wird, dürfte auch die Lebensdauer solcher Oszillographen, deren äußere Form sich damit wieder der Braunschen Röhre nähern würde, nicht unwirtschaftlich kurz sein.

Die beschriebenen Versuche sind im Hochspannungslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin mit finanzieller Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft und der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen durchgeführt worden. Beiden Stellen sei hiermit herzlichst gedankt.

Zusammenfassung

Mitteilung einer Aufzeichenmethode für Kathodenstrahloszillographen mittels Lenardfenster,

[8]) Nach Vorschlag von Herrn Prof. Matthias, Berlin.
[9]) Vortrag VDE-Tagung Berlin 18. 6. 28.

welche gestattet, an Stelle der bisher für schnelle einmalige Vorgänge notwendigen Innenaufnahme die leichtere Außenaufnahme anzuwenden. Die Brauchbarkeit der Methode wurde durch das Experiment vorerst bis zu Schreibgeschwindigkeiten von 1,4 km/sec bestätigt; bei den Vorversuchen konnten Oszillogramme bis zu Schreibgeschwindigkeiten von 20 m/sec von außen photographiert und bis zu 4 km/sec von außen beobachtet werden. Bei Bewährung der Methode für sehr hohe Schreibgeschwindigkeiten erscheint damit u. a. die Herstellung von der Pumpe abgeschmolzener Oszillographenröhren möglich.

(Eingegangen am 20. September 1928)

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Barkhausen, H., Elektronen-Röhren. 2. Band, 3. Aufl. Röhrensender. VI, 121 S., 69 Abb. S. Hirzel, Leipzig. 1928. Geh. Rm. 4,—, geb. Rm. 6,—.

Dannemann, F., Vom Werden der naturwissenschaftlichen Probleme. XIII, 376 S., 82 Abb. Wilhelm Engelmann, Leipzig. 1928. Rm. 17,—, geb. Rm. 19,—.

Geiger-Scheel, Handbuch der Physik. Band V. Grundlagen der Mechanik, Mechanik der Punkte und starren Körper. VIII, 623 S., 256 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1927. Rm. 51,60, geb. Rm. 54,—.

Geiger-Scheel, Handbuch der Physik. Band VII. Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper. X, 414 S., 290 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1927. Rm. 34,50, geb. Rm. 36,60.

Haas, A., Materienwellen und Quantenmechanik. 2. Aufl. 179 S. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Geh. Rm. 7,—, geb. Rm. 8,—.

Hoheisel, G., Partielle Differentialgleichungen. (Sammlung Göschen 1003.) 159 S. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1928. Geb. Rm. 1,50.

Kögel, G., Die unsichtbaren Strahlen im Dienste der Kriminalistik. Photographie radierter Schriften. 183 S., 88 Abb. i. T. Ulr. Mosers Buchhandlung (J. Meyerhoff), Graz. Rm. 16,70.

Ludwig, K., Reduktions-Tabelle für Heizwert und Volumen von Gasen. 3. Aufl. 16 S. R. Oldenbourg, München. 1928. Geh. Rm. 1,50.

Plotnikow, J., Photochemische Versuchstechnik. 2. Aufl. XVI, 454 S., 230 Abb., 150 Tab. und 3 Taf. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1928. Geh. Rm. 20,—, geb. Rm. 21,60.

Steuding, Herm. unter Mitwirk. von Hugo Steuding, Messung mechanischer Schwingungen. Herausg. im Auftrage des Schwingungsausschusses des VDI von W. Hort. Din A 5. X, 492 S., 450 Abb. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin. 1928. Geb. Rm. 28,—.

Vivanti, G., Elemente der Theorie der linearen Integralgleichungen. Übersetzt und mit Anmerkungen versehen von Fr. Schlenk. Helwigsche Verlagsbuchhandlung, Hannover. 1928. Geh. Rm. 15,60, geb. Rm. 16,60.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 25. I. Teil. Geophysik. 4°. XIV, 699 S., 185 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1928. Brosch. Rm. 63,—, geb. Rm. 65,—.

Besprechungen

◆**Handbuch der Experimentalphysik**, herausg. von W. Wien, F. Harms und H. Lenz. Bd. 19. VIII u. 430 S., 78 Abb. — G. Jaffé, Dispersion und Absorption. 340 S., 65 Abb. — R. Gans, Medien mit veränderlichem Brechungsindex. 18 S., 6 Abb. — R. Gans, Lichtzerstreuung. 46 S., 7 Abb. — Akadem. Verlagsges. m. b. H., Leipzig. 1928. Rm. 38,—, geb. Rm. 41,—.

Bei weitem den größten Teil des vorliegenden Bandes nimmt der sehr gründliche Artikel von Jaffé ein. Nach einer kurzen Einleitung über die Grundbegriffe werden im zweiten Kapitel die Theorien der Dispersion auf etwa 50 Seiten erörtert, wobei auch die Quantentheorie der Dispersion, sowie die von der Wellenmechanik gelieferten Dispersionsformeln ausreichend dargestellt werden. Im dritten Kapitel werden dann die Beobachtungen an Gasen, im vierten an Flüssigkeiten (einschließlich der Farbstoffe), im fünften an festen Körpern (einschließlich der Metalle) gebracht. Das sechste Kapitel bringt wieder theoretische Erörterungen über die Beziehungen der in der Dispersionslehre auftretenden Größen zu anderen physikalischen und chemischen Eigenschaften, also besonders zur Valenz, den Übergangswahrscheinlichkeiten und — etwas zu kurz — der Eigenfrequenzen zu den elastischen und thermischen Größen. Die nächsten drei Kapitel beschäftigen sich mit der Absorption und zwar das siebente mit den grundlegenden Definitionen und Theorien, das achte mit den Meßergebnissen an Gasen und Dämpfen, das neunte an Flüssigkeiten, Lösungen und festen Körpern.

Bei dem Umfang von 340 Seiten war es natürlich möglich, ein überaus großes Material zusammen zu bringen. Es dürfte nichts wesentliches übersehen worden sein. Nur die Dispersion der Röntgenstrahlen mit ihrer überraschend schönen Bestätigung der Theorie wird man vermissen, zumal sie in keinem anderen Bande des Handbuchs der Experimentalphysik vorgesehen zu sein scheint. Referent würde es auch begrüßt haben, wenn die Dispersion der Gläser wegen ihrer praktischen Bedeutung etwas ausführlicher behandelt worden wäre.

Der Artikel von Gans über Medien mit veränderlichem Brechungsindex bringt auf seinen 18 Seiten wohl alles wesentliche der Theorie. Die experimentelle Seite wird auf nur einer Seite erledigt, vermutlich weil dem Hauptvertreter der Medien mit veränderlichem Brechungsindex — der Atmosphäre — in Band 25 ein besonderer Abschnitt gewidmet ist.

Den letzten Artikel des vorliegenden Bandes, Lichtzerstreuung, von Gans wird man als ganz besonders gelungen bezeichnen können. Sowohl das erste Kapitel „Lichtzerstreuung in kolloidalen Lösungen", wie das zweite „Molekulare Lichtzerstreuung" geben eine ganz hervorragende Darstellung dieser Gebiete, auf denen der Verfasser ja selbst teils maßgebend, teils grundlegend gearbeitet hat. Es ist sehr zu begrüßen, daß die Herausgeber der Lichtzerstreuung, die meist etwas stiefmütterlich behandelt wird, die aber wohl in Zukunft noch sehr an Bedeutung für die gesamte Physik gewinnen wird, einen selbständigen Artikel gewidmet haben. Das dritte Kapitel „Kosmische Erscheinungen" erscheint Referent wiederum zu kurz. Auch hier wird wohl wie oben Rücksicht auf Band 25 die Ursache gewesen sein.

Im ganzen liegt also in Band 19 ein Werk vor, daß sich den übrigen Bänden des Handbuchs für Experimentalphysik würdig anreiht und jedem auf diesem Gebiet Arbeitenden unentbehrlich werden wird.

Felix Jentzsch.

◆**Technik voran.** Jahrbuch mit Kalender für die Jugend 1929. Herausgeber: Deutscher Ausschuß für techn. Schulwesen und Reichsbund deutscher Technik. Deutscher Ausschuß für technisches Schulwesen. Berlin W 35. Din A 6. 224 S. Rm. 0,95.

Dieses Büchlein bringt eine Sammlung belehrender und unterhaltender kleiner Aufsätze und Bilder aus allgemeinen und fachlichen, dem werdenden Techniker nahestehenden Gebieten, dazu ein Kalendarium mit technischen Gedenk-



tagen, sowie eine sorgfältig bearbeitete Formel- und Tabellensammlung. Es sei auf das Wärmste der Beachtung empfohlen. F. Schnaubert.

◆**Luftfahrtforschung.** Sonderheft für Funkwesen in der Elektrotechnik. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt usw. Band 1, Heft 4. S. 113—164. R. Oldenbourg, München. 1928. Geh. Rm. 9,75.

Das Heft enthält sieben Berichte der D.V.L. in Berlin-Adlershof. Sind zwar einige von ihnen auch in anderen Zeitschriften abgedruckt, so zeigt diese Zusammenstellung doch, in welcher Weise die Forschungsarbeiten der Funkabteilung des D.V.L. der Luftfahrt nützlich werden wollen und vielfach schon sind. Im ersten Bericht werden von dem Abteilungsleiter, H. Fassbender, die Laboratorien der Funkabteilung und ihre nächsten Arbeitsziele beschrieben. Die folgenden Berichte sind: H. Fassbender und K. Krüger, Geräuschmessungen in Flugzeugen; H. Fassbender, Die Vorzüge des Kurzwellenverkehrs mit Flugzeugen; K. Krüger und H. Plendl, Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen: Verkehr zwischen Berlin und Madrid; F. Eisner, H. Fassbender und G. Kurlbaum, Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen; F. Liebers, Über den Widerstand von Flugzeugantennen und die dadurch verursachte Verringerung der Flugleistung; W. Brintzinger, Der Antrieb elektrischer Generatoren durch den Fahrwind. — Als wesentlichstes Ergebnis dieser schönen, ganz systematisch alle Teile der Funkanlage erfassenden Untersuchungen seien genannt: Die kurzen Wellen sind bei Auswahl aus dem Wellenbande zwischen 15 und 50 m für den Flugzeugfernverkehr mit leichten Geräten und fester Antenne gut geeignet. Tote Zonen wurden nicht beobachtet, wohl aber mehr oder weniger starke Empfangsschwächung. Eine Flugzeugantenne strahlt allseitig und zeigt keine ausgesprochene Richtwirkung. E. Lübcke.

◆Sackur, O., **Lehrbuch der Thermochemie und Thermodynamik.** 2. Aufl. von Cl. von Simson. XVI, 347 S., 58 Abb. J. Springer, Berlin. 1928. Rm. 18,—, geb. Rm. 19,40.

Als das Sackursche Lehrbuch im Jahre 1912 in 1. Auflage erschien, entsprach es einem wirklichen Bedürfnis; dank dem Vorherrschen „didaktischer Gesichtspunkte“ wurde es zu einem beliebten und bald vergriffenen Lehrbuch. Damit dürfte der historische Wert des Buches gekennzeichnet sein.

Die Herausgeberin der vorliegenden 2. Auflage, Frl. Cl. von Simson, war sich jedenfalls klar darüber, daß zur Rechtfertigung der Neuherausgabe eine durchgreifende Umarbeitung gehörte. Fiel doch die Entstehung des Buches in jene Zeit, wo die statistischen, molekularkinetischen Betrachtungen begannen, der klassischen, energetischen Behandlungsweise physikalisch-chemischer Vorgänge und Erscheinungen den Rang streitig zu machen; eine wissenschaftliche Richtung, die in eben dem Verlauf der 16 Jahre sich neben der klassischen ihre Gleichberechtigung erworben und auf jene befruchtend zurückgewirkt hat. Demgemäß hat die Herausgeberin neben vielen anderen Modernisierungen — die sich auch auf das Zahlenmaterial erstrecken — in erster Linie denjenigen Kapiteln ihre Hauptarbeit gewidmet, welche die spezifische Wärme, sowie die statistische Berechnung der Entropie und den Nernstschen Wärmesatz behandeln.

Wo hier und sonst noch Änderungen und Erweiterungen notwendig waren, hat die Herausgeberin sich in der Darstellungsform an Sackur angeschlossen, so daß im Stil das Buch unverändert geblieben ist. Der Referent glaubt dies als Vorzug bewerten zu können, glaubt aber die Bemerkung nicht unterdrücken zu sollen, daß auch die Sackursche Didaktik selber noch einer Verbesserung und Modernisierung fähig gewesen wäre, die den Erfahrungen im Unterricht der physikalischen Chemie im Verlaufe von 16 Jahren entsprochen hätte.

Der Umfang des Buches ist nicht vergrößert. Das Autorenregister ist fortgelassen, dagegen das Sachregister zweckmäßig erweitert und umgestaltet, die Zahl der Abbildungen vermehrt, diese selbst verbessert worden.

Ein Geleitwort aus der Feder E. Habers, das mit Wärme Person und Verdienst seines zu früh dahingegangenen Mitarbeiters kurz und mit der bekannten Meisterschaft schildert, weiht das Buch ein. K. Herrmann.

◆Löwy, R., **Druckschwankungen in Druckrohrleitungen.** V, 162 S., 45 Abb. i. T. und 7 Taf. J. Springer, Wien. 1928. Rm. 15,—.

Der Verfasser behandelt in zwei Abschnitten die Druckschwankungen bei starrem Rohr und unzusammendrückbarem Wasser und die Druckschwankungen bei Berücksichtigung der Elastizität der Rohrleitung des Wassers. In vielen Fällen gibt die erste Methode hinreichend genaue Ergebnisse. In einzelnen Fällen wird es jedoch erforderlich sein, die Elastizität der Rohrleitung und des Wassers zu berücksichtigen, Die theoretischen Grundlagen und einfache graphische Lösungsmethoden werden ausführlich behandelt. Am Schluß des Buches sind einige praktische Berechnungen und die Fachliteratur zusammengestellt.

Das Buch zeichnet sich durch Übersichtlichkeit des Aufbaues und durch die ausführlichen Ableitungen der zur Berechnung von Druckrohrleitungen nötigen Gleichungen aus. Für den Praktiker sind die angegebenen graphischen Methoden von besonderem Nutzen. Fritz Engel.

◆Schröter, Fr., **Die Glimmlampe, ein vielseitiges Werkzeug des Elektrikers,** II. Auflage, 37 S., 21 Abb. Hachmeister & Thal, Leipzig. 1928. Geh. Rm. 1,75.

Nach einer kurzen Beschreibung der modernen Glimmlampe in der vom Referenten ausgebildeten Bauart erörtert der Verfasser an Hand ihrer Charakteristik eine Reihe von Anwendungsmöglichkeiten auf vorwiegend elektrotechnischem Gebiet. Andere Anwendungsmöglichkeiten sind leider nur ganz kurz gestreift, besonders solche, für die besondere Ausführungsformen entwickelt worden sind (Gleichrichter, Bildfunklampen usw.). Man vermißt einen Abschnitt über Störungen und Abnützungserscheinungen, z. B. durch Kathodenzerstäubung. Doch bietet die kurze Abhandlung manche wertvolle Anregung J. M. Schmierer.

◆Werner, O., **Empfindliche Galvanometer für Gleich- und Wechselstrom.** Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1928. 208 S., 93 Abb., 17 Tab. Rm. 13,—, geb. 14 —.

Der Verfasser bespricht zunächst ausführlich und in übersichtlicher Anordnung Theorie und Konstruktion der verschiedenen Typen von Gleichstromgalvanometern. Empfindlichkeit und Meßgenauigkeit werden eingehend diskutiert, so daß die Auswahl der für die jeweiligen Aufgaben physikalischer, technischer und biologischer Natur vorteilhaften Ausführungsformen ermöglicht wird. Die zweite Hälfte des Buches behandelt in ähnlich systematischem Aufbau die Wechselstrommeßinstrumente. Nur sehr kurz (auf etwa 2½ Seiten) werden Verstärkereinrichtungen, die doch für die moderne Entwicklung insbesondere der Wechselstrommeßtechnik von grundlegender Bedeutung sind, gestreift. Die Anwendungsmöglichkeiten der verschiedenen Instrumente zur Wechselstromanalyse (Saitengalvanometer, Schleifenoszillograph, Kathodenstrahloszillograph usw.) werden nur kurz berührt. Dem Fernerstehenden würde meines Erachtens ein besserer und schnellerer Eindruck von Leistungsfähigkeit und Auflösungsvermögen der betreffenden Apparate übermittelt werden können, wenn den Abbildungen über die konstruktive Durchbildung der Apparate noch ein paar typische Kurvenbilder beigefügt würden, welche mit den Instrumenten praktisch gewonnen wurden.

Ein ausführliches Literaturverzeichnis am Schlusse des Buches enthält insbesondere diejenigen Originalarbeiten, welche Theorie und systematische Entwickelung der in Frage stehenden Galvanometer betreffen.

F. Trendelenburg.

◆Heine, W., **Elektrische Bodenforschung,** ihre physikalischen Grundlagen und ihre praktische Anwendung. (Sammlung geophysikalischer Schriften, Heft 8.) 222 S., 117 Abb. Gebr. Borntraeger, Berlin. 1927. Rm. 18,—.

In dem vorliegenden Werke werden die physikalischen Grundlagen der elektrischen Verfahren zur Bodenforschung dargelegt und ihre Anwendung in der Geologie und im Bergbau behandelt. Die einzelnen Methoden werden einer kritischen Untersuchung unterzogen.

Das Buch ist in drei große Abschnitte gegliedert. In dem ersten wird das elektrische Feld des dem Boden zugeführten Gleich- und Wechselstromes und seine Ausmessung betrachtet. Im zweiten wird das magnetische Feld der Wechselströme und im dritten die Verwendung der elektromagnetischen Wellen zur Bodenforschung behandelt. In den beiden ersten Abschnitten findet man an Hand von ausgemessenen Profilen eingehende Angaben über die Auswertung der Ausmessungen des elektrischen und magnetischen Feldes.

Das Buch hält vollkommen, was der Titel verspricht, und es wird sowohl bei den Geophysikern als auch bei den Geologen und Bergleuten dankbare Aufnahme finden.

W. Schneider.

Wissenschaftliche Nachrichten

Berlin. Vom 16. bis 25. Juni 1930 findet in Berlin die Zweite Weltkraftkonferenz statt. Alle diese betreffenden Anfragen richtet man an: Weltkraft, Berlin NW 7, Ingenieurhaus.

Personalnachrichten

Kiel. Physiker Alexander Behm wurde von der Universität Kiel die Würde eines Dr. med. h. c. verliehen in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Sicherung der See- und Luftschiffahrt, die er sich durch die Erfindung und technische Durchbildung des Echolotes erworben hat.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Sitzungsberichte

Gemeinsame Sitzung mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin am Freitag, dem 11. Januar 1929, abends $7^1/_2$ Uhr c. t., im großen Hörsale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berliner Straße 172:

Herr A. Wigand (Stuttgart): „Physik des Gewitters".

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. Telephon G. 3, Lichterfelde 1661.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Wir machen wiederholt darauf aufmerksam, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr.-Ing H. Steuding, Breslau, Mohnhauptstr. 6.

Seitens des Herrn Dr. Fr. Lauster, Berlin-Steglitz:
Herr Dipl.-Ing. Guenther Dobke (Forschungsinstitut der AEG.), Berlin-Reinickendorf, Luisenweg 62.
Herr Dr. Werner Weihe (Forschungsinstitut der AEG.), Berlin-Reinickendorf, Holländerstraße 32/34.

Seitens des Herrn Prof. Dr. M. Reich, Göttingen:
Herr cand. phys. G. von Ludwiger, Göttingen, Planckstraße 14.
Herr cand. phys. G. Schellhoss, Göttingen, Lotzestraße 13.

Seitens des Herrn Dr. Gg. Reutlinger, Darmstadt:
Herr Dipl.-Ing. E. Bauer, Darmstadt, Bessungerstr. 81.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Wiegner, Leipzig:
Herr Ingenieur Willy Hettig, Leipzig W 33, Kanzlerstraße 29b.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr H. Halberstadt, Wien, Hitzinger Kai 5, jetzt Hamburg 5, Böckmannstraße 27.

Herr Dr. H. Hergesell, Lindenberg (Kr. Besskow), Aeron. Observ., jetzt Berlin NW 87, Siegmundshof 10.

Herr Dr. O. Lohaus, Berlin-Schöneberg, Sachsendamm 39, jetzt Berlin-Südende, Lichterfelderstraße 28 v. II.

Herr Dr. Meyer, Spandau, Lindenufer 2, jetzt Spandau, Lindenufer 27 II.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Deutsche Physikalische Gesellschaft zu Berlin

Sitzung am Freitag, dem 18. Januar 1929, nachmittags $5^1/_2$ Uhr c. t., im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität, Berlin NW, Reichstagsufer 7/8:

a) Herr R. Rausch von Traubenberg (Prag): „Über das optische Verhalten der Wasserstoff-Atome in starken elektrischen Feldern".

b) Herr G. Schmerwitz: „Sekundärelektronen-Emission von Isolatoren".

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe

Sitzung am Dienstag, den 15. Januar 1929, abends 8 Uhr, im großen Hörsaale des Chemisch-Technischen Instituts der Technischen Hochschule, Karlsruhe:

A) Geschäftliches.

B) Aussprache über das Karlsruher Lichtfest. Die Aussprache wird eingeleitet durch folgende vier Berichte:
1. Verkehrsdirektor Lacher: „Das Lichtfest nach seiner organischen und wirtschaftlichen Seite".
2. Dipl.-Ing. Weigel: „Das Lichtfest als Gegenstand lichttechnischer Überlegungen".
3. Regierungsbaumeister a. D. Architekt Brunisch: „Künstlerische Absichten beim Lichtfest".
4. Ingenieur Schweizer beim städtischen Gas-, Wasser- und Elektrizitätsamt: „Das Lichtfest nach seiner elektrotechnischen und elektrowirtschaftlichen Seite".

Redaktionsschluß am 11. Januar 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Zeitschrift für technische Physik

1929 | Zehnter Jahrgang | Nr. 2

INHALT:

Hugo Junkers

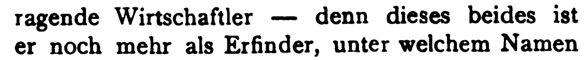
3. Februar 1859 — 3. Februar 1929

Es ist eine mißliche Aufgabe, im Rahmen einer kurzen Würdigung dem Lebenswerk und der Art eines Mannes gerecht zu werden, der stets eigene Wege gegangen ist und noch heute schreitet.

Der jugendfrische Siebziger, dessen Jubiläum die technische Welt in diesen Tagen feiert, ist in besonderem Grade eine Persönlichkeit — von eigenartigem Gepräge, würden wir sagen, wenn das nicht ein Pleonasmus wäre. Eine Persönlichkeit, das genügt; denn das sind die Wenigsten.

Er ist es nach jeder Richtung: als erfinderischer Denker, als praktischer Schöpfer und als erfolgreicher Lehrer; wobei wir ihn als letzteren nicht etwa nur in seinem Wirken im Amte eines Lehrers im wortgetreuen Sinne, als Professor an der Technischen Hochschule in Aachen 1897–1911, aufgefaßt wissen möchten, ja nicht einmal in erster Linie. Er lehrt am fruchtbarsten und eindringlichsten in den Werken seines so verschiedenfarbigen Dessauer Konzerns, wo Hunderte von geistigen Helfern und Tausende von Arbeitern täglich von ihrem Führer lernen.

Auf welchen Gebieten industriellen Schaffens dieser typische technische Physiker und hervor-



ragende Wirtschaftler — denn dieses beides ist er noch mehr als Erfinder, unter welchem Namen ihn die weitere Allgemeinheit abgestempelt hat — in den vier und mehr Jahrzehnten seiner öffentlichen Wirksamkeit besonders hervorgetreten ist, dürfte man den Lesern dieser Zeitschrift kaum zu erzählen brauchen. Die Großgaskraftmaschine als ein Schwerölmotor eigener Gestaltung, der Doppelkolbenmotor, wärmewirtschaftliche Arbeiten und bedeutsame, oft bahnbrechende Konstruktionen in dieser Richtung, wie sein weltbekanntes Kalorimeter und die Warmwasserbereitungs-, Bade-, Heizungs- und Lüftungsapparate, die Öl- und Benzinmotoren für Standbetrieb, für Seeschiffe und Motorboote, für Landfahrzeuge und Flugzeuge, das nach ganz neuartigen aerodynamischen Prinzipien, zugleich aber durchaus praktischen Verkehrsrücksichten konstruierte verspannungslose Ganzmetallflugzeug mit „dickem Flügel", das heute unbestritten mit den ersten Rang im internationalen Flugzeugbau einnimmt: sie bezeichnen ebenso viele Stadien seines Schaffens, wie anerkannte Erfolge. Und auf dem Felde wirtschaftlicher Ausnutzung des technisch Geschaffenen: der nach besonderen,



Hugo Junkers

von den landläufigen abweichenden, Grundsätzen aufgebaute und durchgeführte Luftverkehr, auf einer Reihe von Linien in europäischen Ländern und in fernen Weltteilen, unter eigener Flagge oder unter fremdem Namen, doch stets mit Junkersflugzeugen und, bei aller gebotenen Anpassung an die örtlichen Bedingungen, nach den gleichen Gesichtspunkten betrieben. Sind nun, neben den Badeöfen, Gasküchen und Kochreglern, die Flugzeuge, die seinen Namen über das Erdenrund tragen, dasjenige Erzeugnis seines Denkens und der zähen, vom Versuch zum Erfolg, vom Erfolg wieder zum Versuch schreitenden Arbeit, mit welchem ihn die große Öffentlichkeit nahezu identifiziert, so weiß der Fachman die Bedeutsamkeit der vorgenannten Leistungen in anderen Zweigen der Technik und Industrie nicht weniger hoch einzuschätzen. Aber das Besondere, seinem Wesen das wahre Gepräge verleihende, und für den seinem Werden und Wirken verständnisvoll folgenden Zuschauer Fesselndste ist vielleicht nicht so sehr die vielfältige Frucht dieser Tätigkeit, als die eigentümliche Arbeitsweise, nach welcher er die Idee entwickelt, den Versuch durchfuhrt, das Erzeugnis gestaltet und zu welcher er alle seine Mitarbeiter zu erziehen, mit der er seine Werkstätten bis zum letzten Handlanger hin zu erfüllen weiß.

Junkers anerkennt grundsätzlich nicht die gemeinhin herrschende Trennung eines Versuchsstadiums, das sich etwa nach beendigter Konstruktionsarbeit an einigen „Versuchsmodellen" betätigt und dann als abgeschlossen gilt, von einem Fabrikationsstadium des nun „erprobten" Typs. Der Versuch, oder wenn man will das Versuchen, zieht sich bei ihm durch die Herstellung hindurch; ja, die als Verkäufer des fertigen — tatsächlich nie ganz fertigen! — Erzeugnisses wirkenden Abteilungen seiner Werke, sogar noch die weiteren Verbreiter und Wiederverkäufer haben sich, wenn sie anders richtig in die Gesamtorganisation eingeschaltet sind, daran zu beteiligen. Das mag übertrieben klingen, ist natürlich auch nicht im Wortsinne und zu jeder Zeit durchführbar, ist aber der leitende Gedanke, der alle Arbeiten bei Junkers überschattet; das Sammeln von Erfahrungen darf zu keiner Zeit und in keinem Zwischenstadium des gesamten Produktions- und Absatzapparates aufhören. Und alle Erfahrungen müssen untersucht, wenn nötig und angängig, beachtet werden, auf Konstruktion und Herstellung rückwirken. Deswegen ist Junkers auf dem Gebiete eines so jungen, in so stürmischem Entwicklungstempo heranwachsenden Erzeugnisses, wie es heute das Flugzeug noch ist, noch weiter gegangen: hier versuchte er es durchzuführen, daß sogar die Benutzung des fertigen und verkauften Produktes in derselben Hand bleibe, wie Konstruktion und Erzeugung. Das heißt: Flugzeugfabrik und Luftreederei unter einer Leitung! Dieses vielfach als ungesund, ja direkt schädlich wirkend hingestellte Prinzip — an hinkenden Vergleichen mit Lokomotivfabrik/Eisenbahn, Schiffswerft/Schiffahrtslinie hat es nicht gefehlt — hat doch ohne jeden Zweifel sehr viel beigetragen zu der hohen Stufe technischer Vollendung, auf der sich anerkanntermaßen heute Junkersflugzeuge und Motore befinden.

Ein anderer, der Junkersschen Arbeit eigentümlicher Wesenszug ist die rasche Nutzanwendung von Erfahrungen, die sich bei der Verwendung eines Materials oder einer Verfahrensart ergeben, indem sie sofort auf ein völlig verschiedenes Arbeitsgebiet übertragen werden. So wurden, um nur ein Beispiel zu erwähnen, bei den Konstruktionen auf wärmewirtschaftlichem Gebiet mit gewissen Sorten von Blechen günstige Ergebnisse gewonnen. Ohne Zeitverlust wurden solche guten Resultate auf den Bau von Motoren und Flugzeugen übertragen, und in bis dahin unbekanntem Ausmaße auch hier Blechsorten verwendet.

Besonders charakteristisch ist für Junkers die Art, in der er überhaupt an eine technische Aufgabe herantritt, die ihn reizt — und das ist meist der Fall, wenn er zu der Überzeugung kommt, daß deren Lösung von volkswirtschaftlichem Nutzen wäre; denn er ist, wie gesagt, seinem Wesen nach in erster Linie Wirtschaftler, erst in zweiter Erfinder, Konstrukteur und Fabrikant —; also ein Problem anpackt, das ihn, zumeist aus solchem Grunde, interessiert. Er sinnt nicht darüber nach, welches etwa die schwachen Seiten bereits bestehender Lösungen sind, wo man die verbessernde Hand anlegen könnte. Sondern er fragt sich: wo liegen die Ziele, welche angestrebt werden, was soll in der Praxis die Gaskraftmaschine, der Schwerölmotor, das Flugzeug usw. leisten, und wie erreiche ich dieses Ziel am besten und am wirtschaftlichsten? Dieses technische und wirtschaftliche Ziel muß bei jedem Schritte der Entwicklung als Richtlinie dienen, darf nie etwa um der Bequemlichkeit der Fabrikationsweise, der Billigkeit der Herstellung, der leichteren Beschaffbarkeit des Materials oder gar der Schönheit der Konstruktion willen aus den Augen gelassen werden; und in den Grenzen des Möglichen und ökonomisch Tragbaren wird dieser Grundsatz stets eingehalten.

Junkers hatte sich bereits in Aachen eine eigene „Forschungsanstalt zugelegt", ehe noch der Schwerpunkt seiner Tätigkeit nach Dessau verlegt worden war. An letzterem Orte hatte er zwar schon in jungen Jahren mit Wilhelm Oechelhäuser, dem Altmeister der Gasindustrie, an der Verbesserung des Ottoschen Viertaktmotors auf Grund eingehender Studien über die Fragen

der Vorverdichtung, und am Doppelkolbenmotor gearbeitet, sich aber erst während des Krieges aus Anlaß der Gründung der Junkers-Fokker-Flugzeugwerke hier dauernd niedergelassen. Diese eigene Forschungsanstalt, z. Z. da er noch keine Großfabrikation betrieb, ist sehr bezeichnend für seine Arbeit; noch bezeichnender, daß in Dessau eine Zeit eintrat, wo diese Forschungsanstalt, hier neu organisiert und sehr erweitert, zum Kernpunkte seiner Werke wurde, von allen Besuchern mit größtem Interesse angesehen und am meisten bewundert. Aber am bezeichnendsten für Junkers' Entwicklungsgang ist, daß dies heute, zwangsläufig aus dem Kerne seiner Anschauungen heraus, anders geworden ist. Es geht heute in den Dessauer Werken nicht eine von Konstruktion, Fabrikation und .Absatz losgelöste, vornehm und isoliert dastehende „Forschung" allem voraus, sondern sie ist dauernd vorhanden und durchdringt alle Arbeitsstufen, bis zur letzten, rein kaufmännischen Verwertung.

Denn es ist bei Junkers ein leitender Grundsatz, daß Material und dessen Bearbeitungsweise, Konstruktionsart und Verfahren des Zusammenbauens und Aneinanderfügens der Teile, alles bis zur letzten Fertigstellung gewählt, bestimmt und ausgeführt wird, auf Grund eigener Forschungen, Prüfungen und Versuche. Natürlich ist damit nicht verbunden eine anmaßende und kurzsichtige Nichtbeachtung fremder Experimente und Erkenntnisse, wenn sie sich als ernsthaft und zuverlässig darstellen, und, was noch mehr den Ausschlag gibt, den Methoden Junkersscher Arbeit wesensverwandt sind.

Es ist nicht Zufall, daß wir im vorstehenden immer wieder von den Leitlinien und der Arbeitsweise, die in den Junkersschen Werkstätten befolgt werden, sprachen, immer wieder auf die Werke und den Geist, der sie erfüllt, zurückkamen. Denn es gibt vielleicht in der gesamten technisch arbeitenden Welt Deutschlands, in seiner so weitläufigen und verschiedenartigen Industrie nicht einen zweiten Fall, wo leitender Kopf und Werk, der geistige Führer und seine Mitarbeiter derartig miteinander verwachsen sind, so an einem Strange ziehend, wie in den Junkerswerken zu Dessau. Aus diesem Grunde bildet denn auch die Wahl seiner Mitarbeiter ein ganz besonderes Kapitel bei Junkers. In seinen Betrieben können die tüchtigsten Spezialisten, denen es weder an Wissen noch Können, weder an Fleiß noch Energie gebricht, nicht fest wurzeln, nicht heimisch werden, wenn ihnen nicht etwas, ja sogar recht viel Wesensverwandtes mit der stürmisch vorwärtsschreitenden, und doch stets bedächtig bei jedem Schritte „ob der Boden noch weiter trägt" prüfenden Geistesart des 70jährigen Jünglings eignet, der das alles geschaffen.

Die Dessauer Junkerswerke sind ein festgefügter Block, in dem immer wieder eines das andere trägt und von ihm mitgetragen wird. Es ist dort erstaunlich wenig Hierarchie und Bürokratie, erstaunlich wenig „Zuständigkeit" und „Ressort" zu finden. Der führende Kopf an der Spitze weiß alle mit einer Begeisterung zu erfüllen, alle wo nötig mit einer Gleichgültigkeit gegen geheiligte Begriffe, wie Arbeitszeit, Ruhepause u. dgl. m. zu durchdringen, die anderswo selten zu finden sein dürften. Deswegen ist ihm nach harten Kämpfen auf den schwierigsten, sprödesten Arbeitsgebieten schließlich doch stets der Erfolg treu geblieben. Wir sagen, auf den schwierigsten, weil vielfach noch ganz unbeackerten; denn immer mehr tritt im Laufe seiner Lebensentwicklung bei Junkers der Piloniercharakter seines Schaffens in den Vordergrund, um schließlich im Ganzmetallflugzeug und im Luftverkehr, besonders demjenigen in außereuropäischen, kaum kultivierten Landstrichen am ausgeprägtesten in Erscheinung zu treten.

Wir glauben durch die Art, in der wir versucht haben, das Besondere im Wesen und Wirken des einzig dastehenden Mannes hervorzuheben, mehr zum Verständnis und Würdigung der Persönlichkeit beizutragen, als durch eingehende Angaben über Werdegang und Ehrungen. Immerhin sei nachgeholt, daß Hugo Junkers heute korresp. Mitglied der Berliner Akademie der Wissenschaften, Ehrendoktor zweier Fakultäten, Ehrenbürger der drei Städte Aachen, Dessau und Rheydt und der Technischen Hochschule Karlsruhe, Ehrensenator zweier Hochschulen und Inhaber der Bunsen-Pettenkofer-Ehrentafel sowie der Grashof-Medaille, der höchsten Auszeichnung des Vereins Deutscher Ingenieure, ist. A. Berson.

Wilhelm Mathiesen zum siebzigsten Geburtstage

Am 14. Januar beging Wilhelm Mathiesen seinen siebzigsten Geburtstag in voller körperlicher und geistiger Frische und in den Sielen der Arbeit, die er sein Leben lang gezogen hat. Sein Leben war köstlich, denn es war Mühe und Arbeit, und es ruhte Segen auf dieser Arbeit. Mit Stolz kann er von sich sagen, daß er eigenem Verdienst die Stellung, die er innehat, und die Erfolge, die sein Lebenswerk begleiteten, verdankt. Für uns aber ist sein Lebensgang so lehrreich und interessant, daß es lohnt, ihm kurz zu folgen.

Vor siebzig Jahren wurde Wilhelm Mathiesen als Sohn eines Drechslermeisters in Hamburg geboren, von dem er seinen technischen Einschlag geerbt haben dürfte. Seinen Vater verlor er früh. Nach beendeter Schulzeit kam er zu einem Kaufmann in die Lehre. Diese Beschäftigung behagte ihm jedoch so wenig, daß er nach Beendigung der Probezeit schleunigst einen Wechsel vornahm und sich dem Maschinenbau zuwandte. Als Lehrling und später fünf Jahre als Gehilfe arbeitete er in einer Maschinenfabrik, vorwiegend für Blohm und Voss, wodurch er auch die Bekanntschaft mit Herrn Voss machte. Danach war er weitere fünf Jahre bei Schäffer und Budenberg in Magdeburg als Dreher tätig, siedelte dann nach Leipzig über und übernahm einen Meisterposten bei der Installationsfirma Schumann und Köppe. Diese bezog ihr elektrisches Material (Maschinen, Apparate, Bogenlampen) vorzugsweise von Gramme aus Paris. Jedoch hat Wilhelm Mathiesen schon damals die ersten Bogenlampen gebaut.

Nach $2^1/_4$ Jahren verließ er diese Firma und machte sich mit Max Körting unter der Firmierung „Körting und Mathiesen" am 1. August 1889 selbständig. Zweck des Unternehmens war der Bau von Bogenlampen, Wilhelm Mathiesen sein technischer Leiter, Konstrukteur, Laboratoriumschef in einer Person. Es kam ihm sehr zustatten, daß er neben seiner Erwerbstätigkeit immer Zeit gefunden hatte, seine technische und allgemeine Bildung zu vervollkommnen.



Wilhelm Mathiesen

Es ist allgemein bekannt und braucht hier nicht geschildert zu werden, welche große Entwicklung das Werk nahm, wie die Körting & Mathiesenschen Bogenlampen zu Hunderttausenden und in immer steigender Vervollkommnung Licht und Glanz und den Ruf deutscher Tüchtigkeit und Arbeit über die ganze Welt verbreiteten. Als dann die Glühlampe diesen Markt verengte, regte dies W. Mathiesens Unternehmungsgeist nur zu neuer Arbeit an; neue Erzeugungsgebiete, vornehmlich das der Scheinwerfererzeugung, wurden angegliedert, wie auch Krieg und Inflation erfolgreich überstanden wurden.

Nachdem W. Mathiesen sich schon lange von der technischen Leitung auf den Posten des Aufsichtsratsvorsitzenden zurückgezogen hatte, riefen die neuen Erfordernisse ihn sofort wieder auf den Plan. Und doch wandte er sich in steigendem Maße seiner stillen Liebe, der Wissenschaft und Forschung zu. Im dritten Jahrgang dieser Zeitschrift (1922, Seite 357) wurde über die Zusammenfassung seiner Arbeiten auf dem Gebiete des Lichtbogens in Buchform ausführlich berichtet. Er war der erste, der exakte Messungen über die Temperaturen im Lichtbogen machte, deren Resultate um so erstaunlicher waren, als sie die bis dahin geltende Anschauung über den Haufen warfen. Auch heute widmet er einen großen Teil seiner Zeit der Laboratoriumsarbeit. Die Technische Hochschule Karlsruhe ehrte 1921 sein Schaffen durch Verleihung des Dr.-Ing. eh.

Daß er sich nebenher fortdauernd mit Philosophie beschäftigt, ist ein ehrenvolles Zeugnis dafür, daß er über die engeren Aufgaben seines Faches und seines Werkes hinausgewachsen ist.

Seine besten Eigenschaften kann aber nur der schätzen, der, wie der Verfasser, das Glück hatte, seine Freundschaft zu gewinnen. Dann erst lernt man seine Persönlichkeit, den Menschen Mathiesen kennen mit seiner Lauterkeit, seinem ruhigen, vornehmen Charakter, seiner Auffassung von Lebenspflicht und Arbeit fürs Allgemeine, aber auch seine Freude am Leben und an heiterer Geselligkeit im kleinen Kreis. Und bei solcher Gelegenheit enthüllt sich sein umfangreiches Wissen auf allen Gebieten, sein Ideenreichtum, sein überlegenes Urteil.

Wilhelm Mathiesens Lebensweg ging durchaus nicht geradlinig. Stetig war nur der Wille zum Fortschreiten und der Aufstieg. Wenn wir ihm unsere Glückwünsche zu seinem siebzigsten Geburtstag darbringen, so geschieht es mit der Verehrung und Achtung, die wir Jungen dem Erfolgreichen, dem Manne zollen, der aus eigener Kraft von der Drehbank auszog, um bei der technischen Physik zu landen und in der Forschung seine Genugtuung zu finden. Seine Frische bürgt dafür, daß seine bisherige Tätigkeit nur Training war und die Arbeit erst beginnt! G. Gehlhoff.

Originalmitteilungen

Über Schüttelschwingungen gekoppelter Systeme

Von E. Schwerin, AEG-Berlin

Inhalt: Vollständige Bestimmung von Lage und Breite der Schüttelgebiete gekoppelter elastischer Systeme mit zeitlich periodisch veränderlicher Elastizität und Kopplung nach Art der Zweistangenantriebe des elektrischen Lokomotivbaues. Stabilitätsbetrachtung.

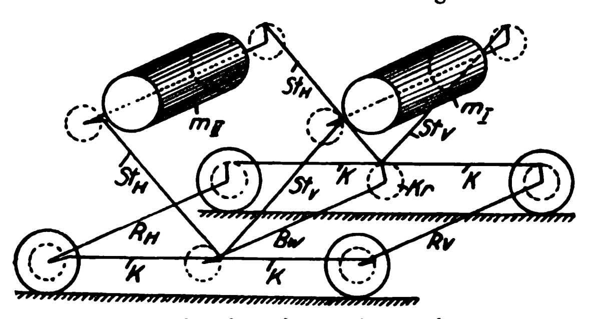
Die als Schüttelschwingungen bekannten eigentümlichen Erscheinungen in den Kuppelstangen-Triebwerken elektrischer Lokomotiven sind bereits mehrfach Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen. Nachdem durch die Arbeiten von Kummer[1]) und Buchli[2]) die Schwingungsfähigkeit des von Ankermasse, Kuppelstangen und Lokomotivmasse gebildeten elastischen Systems nachgewiesen war, erkannte Meissner[3]) die wesentliche Rolle, die die periodische Veränderlichkeit der von der Kurbelstellung abhängigen Triebwerkselastizität spielt; er zeigte, daß ein solches System nicht nur wie ein System von zeitlich-konstanter Elastizität kritische Drehzahlen, sondern vielmehr ganze Instabilitätsbereiche besitzt, in denen ein Anfachen der Eigenschwingung auch ohne äußere Erregung stattfinden kann. K. E. Müller[4]) und Couwenhoven[5]) untersuchten dann den Einfluß von Lagerspiel und Stichmaßfehlern, während Dreyfuß[6]) den physikalischen Inhalt der Meissnerschen Theorie herausarbeitete und die Lage der Schüttelbereiche für allgemeine Kurvenformen der Elastizitätsschwankung berechnete.

Durch diese Untersuchung ist eine weitgehende Klärung der Schüttelerscheinungen erreicht worden. Da die erwähnten Arbeiten sich jedoch sämtlich nur mit dem einfachsten Fall, nämlich der Relativschwingung zweier durch ein elastisches Zwischenglied verbundener Massen beschäftigen, entsteht die Frage, welche dynamischen Erscheinungen in den verwickelteren Formen der Kuppelstangen-Triebwerke, die uns im Lokomotivbau begegnen sich einstellen werden.

Ein Schritt in dieser Richtung soll nun im folgenden dadurch getan werden, daß wir Systeme untersuchen, bei denen zwei hochgelagerte Motoren mittels zweier schräg auf eine gemeinsame Blindwelle zusammengeführter Kuppelstangen auf die Triebräder wirken. Insbesondere werden wir die praktisch wichtige Bestimmung der Lage und Breite der Schüttelbereiche für derartige Zweistangenantriebe vollständig durchführen.

A. Problemstellung

Um das bei den Zweistangenantrieben elektrischer Lokomotiven vorliegende mathematische Problem näher zu beleuchten, sei ein derartiges Triebwerk schematisch in Abb. 1 dargestellt. Wie



$m_{I,\,II}$ = vordere bzw. hintere Motorankermasse
$St_{V,\,H}$ = vordere bzw. hintere Treibstangen
K = Kuppelstangen
BW = Blindwelle
$R_{V,\,H}$ = vordere bzw. hintere Radachse
Kr = Kurbelkreis

Abb. 1. Triebwerk mit zwei auf eine gemeinsame Blindwelle wirkenden Motoren

aus derselben ersichtlich, wird das Drehmoment der beiden Motorenanker I und II beiderseits durch je zwei schräge Triebstangen auf eine gemeinsame Blindwelle und von hier aus auf die Triebräder mittelst Kuppelstangen übertragen, wobei zwecks Überwindung der Totpunkte die Kurbeln einer Triebwerksseite um 90° gegen die der andern versetzt sind.

Wird nun vorausgesetzt, daß die Triebräder vollkommen gleichförmig rollen, also die an deren Umfang zu denkende Lokomotivmasse keinerlei Drehschwingungen ausführt, und bezeichnet:

- x_1 x_2 die Winkelverdrehungen des Motorankers I bzw. II gegen die Triebräder,
- Θ das Massenträgheitsmoment jedes Ankers,
- e_1 e_2 die Winkelverdrehung des Ankers I bzw. II gegen die Triebräder unter Wirkung einer an ihm angreifenden Drehmomentseinheit im Sinne derselben,

---

[1]) W. Kummer, Die Beanspruchung der Lokomotiv-Parallelkurbelgetriebe ohne und mit Stichmaßfehlern und Lagerspiel. Elektr. Zeitschr. 1915, S. 311.

[2]) J. Buchli, Studie über Kuppelstangenantrieb bei elektrischen Lokomotiven. Elektrot Zeitschr. 1914, S. 612.

[3]) E. Meissner, Über Schüttelschwingungen in Systemen mit periodisch veränderlicher Elastizität. Schweizer Bauzeitung **72** (1918), 95.

[4]) K. E. Müller, Über die Schüttelschwingungen des Kuppelstangenantriebes, Diss. Zürich 1919, Schweizer Bauzeitung **74** (1919), 141.

[5]) A. Couwenhoven, Über die Schüttelerscheinungen elektrischer Lokomotiven mit Kurbelantrieb. Forschungsarbeiten des VDI, Berlin 1919, Heft 218.

[6]) L. Dreyfuß, Eigenschwingungen von Systemen mit periodisch veränderlicher Elastizität, Archiv f. Elektrotechnik, 12. Bd. 1923, Heft 1, S. 238.

e_3 die durch die elastische Kopplung entstehende Winkelverdrehung eines Ankers gegen die Triebräder unter Wirkung einer an dem andern Anker angreifenden Drehmomentseinheit im Sinne derselben,

so ergeben sich — z. B. mittels des D'Alembertschen Prinzips — folgende Bewegungsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= -\Theta \cdot \frac{d^2 x_1}{d t^2} \cdot e_1 - \Theta \cdot \frac{d^2 x_2}{d t^2} \cdot e_3 \\ x_2 &= -\Theta \cdot \frac{d^2 x_2}{d t^2} \cdot e_2 - \Theta \cdot \frac{d^2 x_1}{d t^2} \cdot e_3 \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Hierin werden e_1 und e_2 infolge der Symmetrie des Systems periodisch um denselben Mittelwert e_m schwanken, so daß:

$$e_1 = e_m(1 + \varepsilon_1) \qquad e_2 = e_m(1 + \varepsilon_2) \quad (1a)$$

gesetzt werden kann, wo $\varepsilon_1\ \varepsilon_2$ die relativen Schwankungen um jenen Mittelwert darstellen.

Setzt man ferner noch

$$e_3 = e_m \cdot \varepsilon_3 \quad (1b)$$

und führt man statt der Zeit die dimensionslose Variable:

$$\tau = 2\pi \cdot \frac{t}{T} \; (T = \text{Umlaufszeit der Elastizität}) \quad (1c)$$

ein, so geht (1) über in:

$$\left.\begin{aligned} -\frac{T^2}{4\pi^2} \cdot \frac{x_1}{\Theta \cdot e_m} &= \frac{d^2 x_1}{d\tau^2}(1 + \varepsilon_1) + \frac{d^2 x_2}{d\tau^2} \cdot \varepsilon_3 \\ -\frac{T^2}{4\pi^2} \cdot \frac{x_2}{\Theta \cdot e_m} &= \frac{d^2 x_2}{d\tau^2}(1 + \varepsilon_2) + \frac{d^2 x_1}{d\tau^2} \cdot \varepsilon_3 \end{aligned}\right\} \quad (1d)$$

oder auch mit:

$$2\pi \sqrt{\Theta e_m} = T_0 \qquad \frac{T}{T_0} = \lambda \quad (2a)$$

$$\left.\begin{aligned} -\lambda^2 \cdot x_1 &= \frac{d^2 x_1}{d\tau^2}(1 + \varepsilon_1) + \frac{d^2 x_2}{d\tau^2} \cdot \varepsilon_3 \\ -\lambda^2 \cdot x_2 &= \frac{d^2 x_2}{d\tau^2}(1 + \varepsilon_2) + \frac{d^2 x_1}{d\tau^2} \cdot \varepsilon_3 \end{aligned}\right\} \quad (2),$$

wobei die periodischen Funktionen $\varepsilon_1\ \varepsilon_2\ \varepsilon_3$ durch folgende Fourierreihen dargestellt seien:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \sum_1^\infty (a_n \sin n\tau + b_n \cos n\tau) \\ \varepsilon_2 &= \sum_1^\infty (c_n \sin n\tau + d_n \cos n\tau) \\ \varepsilon_3 &= \frac{k_0}{2} + \sum_1^\infty (k_n \cos n\tau + l_n \sin n\tau) \end{aligned}\right\} \quad (2b)$$

Das Problem, mit dem wir uns im folgenden beschäftigen wollen, lautet daher:

Für welche Werte T der Umlaufszeit der Elastizität, also des Parameters λ, existieren periodische Lösungen des Gleichungssystems mit der gleichen Periode bzw. der doppelten Periode, d. h. Lösungen, für die für jeden Wert von τ gilt:

$$\left.\begin{aligned} &x_1(\tau + 2\pi) = +x_1(\tau) \text{ und } x_2(\tau + 2\pi) = +x_2(\tau) \\ &\text{bzw.} \\ &x_1(\tau + 2\pi) = -x_1(\tau) \qquad x_2(\tau + 2\pi) = -x_2(\tau) \end{aligned}\right\} \quad (2c)$$

und analog für die Beschleunigungen.

B. Integration der Grundgleichungen:

Um nun zwecks Lösung dieses Problems das Gleichungssystem (2) zunächst zu integrieren, wollen wir voraussetzen, daß die Größen $\varepsilon_1\ \varepsilon_2\ \varepsilon_3$ klein gegen 1 sind, also die relativen Schwankungen der Elastizität sowie auch der Mittelwert $k_0/2$ und Schwankungen $k_n l_n$ von ε_3 nur gering sind. Diese bereits bei der Untersuchung des einfachen Kuppelstangenantriebes benutzte[7]) Voraussetzung kann, wie Zahlenrechnungen an ausgeführten Zweistangenantrieben gezeigt haben, auch hier der Berechnung zugrunde gelegt werden.

Dann kann eine erste Näherungslösung von (2) zunächst durch Nullsetzung von $\varepsilon_1\ \varepsilon_2\ \varepsilon_3$ gewonnen werden, nämlich aus:

$$-\lambda^2 x_{10} = \frac{d^2 x_{10}}{d\tau^2}, \qquad -\lambda^2 x_{20} = \frac{d^2 x_{20}}{d\tau^2}$$

das Integral:

$$\left.\begin{aligned} x_{10} &= A \sin \lambda_0 \tau + B \cos \lambda_0 \tau, \\ x_{20} &= C \sin \lambda_0 \tau + D \cos \lambda_0 \tau, \end{aligned}\right\} \quad (3a)$$

wobei, wenn auch für diese Ausgangslösung (2c) erfüllt sein soll:

$$\left.\begin{aligned} &\lambda_0 = \frac{m}{2} \text{ mit: } m = 1, 3, 5 \ldots\ldots \text{ für die halbperiodischen Lösungen} \\ &\lambda_0 = \frac{m}{2} \text{ mit: } m = 2, 4, 6 \ldots\ldots \text{ für die periodischen Lösungen} \end{aligned}\right\} \quad (3b)$$

sein muß.

Wenn nun $\varepsilon_1\ \varepsilon_2\ \varepsilon_3$ nur wenig von Null verschieden sind, wird auch λ von λ_0 nur wenig abweichen, so daß:

$$\lambda = \lambda_0(1 + \vartheta), \quad (4a)$$

wobei die von m abhängige Konstante $\vartheta \ll 1$ ist, und es werden die Lösungen $x_{10}\ x_{20}$ übergehen in:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= x_{10} + \Delta_1, \\ x_2 &= x_{20} + \Delta_2, \end{aligned}\right\} \quad (4b)$$

wo $\Delta_1\ \Delta_2$ klein gegen $x_{10}\ x_{20}$ zu denken sind.

Setzt man (4a), (4b) in die Grundgleichungen (2) ein, so gehen diese über in:

$$-\lambda^2(1 + \vartheta)^2 \cdot (x_{10} + \Delta_1) = (1 + \varepsilon_1) \cdot \frac{d^2(x_{10} + \Delta_1)}{d\tau^2} + \varepsilon_3 \cdot \frac{d^2(x_{20} + \Delta_2)}{d\tau^2},$$

$$-\lambda^2(1 + \vartheta)^2 \cdot (x_{20} + \Delta_2) = (1 + \varepsilon_2) \cdot \frac{d^2(x_{20} + \Delta_2)}{d\tau^2} + \varepsilon_3 \cdot \frac{d^2(x_{10} + \Delta_1)}{d\tau^2}$$

[7]) Vgl. z. B. Meissner, a. a. O. und K. E. Müller, a. a. O.

und man erhält für die Verbesserungen $\Delta_1 \Delta_2$ bei Vernachlässigung von Produkten kleiner Größen folgende beiden Gleichungen:

$$-\lambda_0^2(\Delta_1 + 2\vartheta \cdot x_{10}) = \varepsilon_1 \cdot \frac{d^2 x_{10}}{d\tau^2} + \frac{d^2 \Delta_1}{d\tau^2} + \varepsilon_3 \cdot \frac{d^2(x_{20} + \Delta_2)}{d\tau^2},$$

$$-\lambda_0^2(\Delta_2 + 2\vartheta \cdot x_{20}) = \varepsilon_2 \cdot \frac{d^2 x_{20}}{d\tau^2} + \frac{d^2 \Delta_2}{d\tau^2} + \varepsilon_3 \cdot \frac{d^2(x_{10} + \Delta_1)}{d\tau^2},$$

die nach (3a) auch geschrieben werden können:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta_1}{d\tau^2} + \lambda_0^2 \cdot \Delta_1 &= \lambda_0^2[(-2\vartheta + \varepsilon_1)x_{10} + \varepsilon_3 \cdot x_{20}] \\ &= \lambda_0^2 \cdot F_1, \\ \frac{d^2 \Delta_2}{d\tau^2} + \lambda_0^2 \cdot \Delta_2 &= \lambda_0^2[(-2\vartheta + \varepsilon_2)x_{20} + \varepsilon_3 \cdot x_{10}] \\ &= \lambda_0^2 \cdot F_2. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Hierin sind jetzt die rechtsseitigen Störungsglieder bis auf den noch zu bestimmenden Wert der Konstanten ϑ nach (3a) und (2b) bekannte Größen, und es können nun durch Anwendung des Verfahrens der Variation der Konstanten die Verbesserungen $\Delta_1 \Delta_2$ sofort gewonnen werden. Man erhält (unter Weglassung der homogenen Lösung):

$$\left.\begin{aligned} \frac{\Delta_1}{\lambda_0} &= \sin\lambda_0\tau \int F_1 \cos\lambda_0\tau \\ &\quad - \cos\lambda_0\tau \int F_1 \sin\lambda_0\tau\, d\tau, \\ \frac{\Delta_2}{\lambda_0} &= \sin\lambda_0\tau \int F_2 \cos\lambda_0\tau \\ &\quad - \cos\lambda_0\tau \int F_2 \sin\lambda_0\tau\, d\tau, \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

oder nach (5) und (3a), (3b) nach geringer Umformung:

$$\left.\begin{aligned} \frac{2\Delta_1}{\lambda_0} &= \left\{\begin{aligned} &-\cos\frac{m}{2}\tau \int [(\varepsilon_1 - 2\vartheta) \\ &\quad \cdot \{A(1 - \cos m\tau) + B\sin m\tau\} \\ &\quad + \varepsilon_3\{C(1 - \cos m\tau) + D\sin m\tau\}] d\tau \\ &+ \sin\frac{m}{2}\tau \int [(\varepsilon_1 - 2\vartheta) \\ &\quad \cdot \{A\sin m\tau + B(1 + \cos m\tau)\} \\ &\quad + \varepsilon_3\{C\sin m\tau + D(1 + \cos m\tau)\}] d\tau \end{aligned}\right. \\ \frac{2\Delta_2}{\lambda_0} &= \left\{\begin{aligned} &-\cos\frac{m}{2}\tau \int [(\varepsilon_2 - 2\vartheta) \\ &\quad \cdot \{C(1 - \cos m\tau) + D\sin m\tau\} \\ &\quad + \varepsilon_3\{A(1 - \cos m\tau) + B\sin m\tau\}] d\tau \\ &+ \sin\frac{m}{2}\tau \int [(\varepsilon_2 - 2\vartheta) \\ &\quad \cdot \{C\sin m\tau + D(1 + \cos m\tau)\} \\ &\quad + \varepsilon_3\{A\sin m\tau + B(1 + \cos m\tau)\}] d\tau \end{aligned}\right. \end{aligned}\right\} \quad (7a)$$

mit den Ableitungen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{2}{\lambda_0^2} \cdot \frac{d\Delta_1}{d\tau} &= \left\{\begin{aligned} &\sin\frac{m}{2}\tau \int [(\varepsilon_1 - 2\vartheta) \\ &\quad \cdot \{A(1 - \cos m\tau) + B\sin m\tau\} \\ &\quad + \varepsilon_3\{C(1 - \cos m\tau) + D\sin m\tau\}] d\tau \\ &+ \cos\frac{m}{2}\tau \int [(\varepsilon_1 - 2\vartheta) \\ &\quad \cdot \{A\sin m\tau + B(1 + \cos m\tau)\} \\ &\quad + \varepsilon_3\{C\sin m\tau + D(1 + \cos m\tau)\}] d\tau \end{aligned}\right. \\ \frac{2}{\lambda_0^2} \cdot \frac{d\Delta_2}{d\tau} &= \left\{\begin{aligned} &\sin\frac{m}{2}\tau \int [(\varepsilon_3 - 2\vartheta) \\ &\quad \cdot \{C(1 - \cos m\tau) + D\sin m\tau\} \\ &\quad + \varepsilon_3\{A(1 - \cos m\tau) + B\sin m\tau\}] d\tau \\ &+ \cos\frac{m}{2}\tau \int [(\varepsilon_2 - 2\vartheta) \\ &\quad \cdot \{C\sin m\tau + D(1 + \cos m\tau)\} \\ &\quad + \varepsilon_3\{A\sin m\tau + B(1 + \cos m\tau)\}] d\tau \end{aligned}\right. \end{aligned}\right\} \quad (7b)$$

Durch (7) zusammen mit (3a) und (4b) sind die Winkelverdrehungen $x_1 x_2$ für beliebige, jedoch geringe Schwankungen der Elastizität und Kopplung allgemein bestimmt.

C. Aufstellung der Bedingungsgleichung für den Parameter λ

Um nun die Werte $\lambda = \frac{m}{2}(1 + \vartheta)$ zu bestimmen, für die periodische bzw. halbperiodische Lösungen von (2) bestehen, wenden wir (3c) auf die Zeitpunkte $\tau = 0$ und $\tau = 2\pi$ an. Da dann die Gesamtschwingungsausschläge sowie deren Ableitungen, die Beschleunigungen, für $\tau = 2\pi$ gleich bzw. entgegengesetzt gleich denen für $\tau = 0$ sein müssen, hat man:

$$\left.\begin{aligned} &\underset{(\tau=2\pi)}{(x_{10} + \Delta_1)} = \pm \underset{(\tau=0)}{(x_{10} + \Delta_1)}, \\ &\underset{(\tau=2\pi)}{\frac{d(x_{10} + \Delta_1)}{d\tau}} = \pm \underset{(\tau=0)}{\frac{d(x_{10} + \Delta_1)}{d\tau}} \\ \text{und} \quad &\underset{(\tau=2\pi)}{(x_{20} + \Delta_2)} = \pm \underset{(\tau=0)}{(x_{20} + \Delta_2)}, \\ &\underset{(\tau=2\pi)}{\frac{d(x_{20} + \Delta_2)}{d\tau}} = \pm \underset{(\tau=0)}{\frac{d(x_{20} + \Delta_2)}{d\tau}}, \end{aligned}\right\} \quad (8a)$$

wobei die oberen Vorzeichen für die periodischen, die unteren für die halbperiodischen Lösungen gelten.

Da die Grundlösungen (3a), (3b) hier nach (3a), (3b), (2c) herausfallen, darf statt (8) geschrieben werden:

$$\left.\begin{aligned} &\underset{(\tau=2\pi)}{\Delta_1} = \pm \underset{(\tau=0)}{\Delta_1}, & & \underset{(\tau=2\pi)}{\Delta_2} = \pm \underset{(\tau=0)}{\Delta_2}, \\ &\underset{(\tau=2\pi)}{\frac{d\Delta_1}{d\tau}} = \pm \underset{(\tau=0)}{\frac{d\Delta_1}{d\tau}} & \text{und:} \quad & \underset{(\tau=2\pi)}{\frac{d\Delta_2}{d\tau}} = \pm \underset{(\tau=0)}{\frac{d\Delta_2}{d\tau}} \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Dies erfordert nach (7a), (7b), daß

$$\left.\begin{aligned}
&\int_0^{2\pi}[(\varepsilon_1-2\vartheta)\{A(1-\cos m\tau)+B\sin m\tau\} \\
&\quad+\varepsilon_3\{C(1-\cos m\tau)+D\sin m\tau\}]\,d\tau=0, \\
&\int_0^{2\pi}[(\varepsilon_1-2\vartheta)\{A\sin m\tau+B(1+\cos m\tau)\} \\
&\quad+\varepsilon_3\{C\sin m\tau+D(1+\cos m\tau)\}]\,d\tau=0, \\
&\int_0^{2\pi}[(\varepsilon_1-2\vartheta)\{C(1-\cos m\tau)+D\sin m\tau\} \\
&\quad+\varepsilon_3\{A(1-\cos m\tau)+B\sin m\tau\}]\,d\tau=0, \\
&\int_0^{2\pi}[(\varepsilon_1-2\vartheta)\{C\sin m\tau+D(1+\cos m\tau)\} \\
&\quad+\varepsilon_3\{A\sin m\tau+B(1+\cos m\tau)\}]\,d\tau=0.
\end{aligned}\right\}\quad(9)$$

Um nun diese vier Bedingungen weiter auszuwerten, sind darin zunächst die Fourierreihen (2b) für $\varepsilon_1\,\varepsilon_2\,\varepsilon_3$ einzuführen. Hierbei zeigt sich, daß nur diejenigen Glieder einen Beitrag liefern, für die $m = n$ ist; für alle übrigen ($m \gtrless n$) verschwindet der Wert der obigen, von $\tau = 0$ bis $\tau = 2\pi$ zu nehmenden bestimmten Integrale.

Der eigentliche Grund, weshalb die Lösungen (6) für beliebige Werte von λ nicht mehr periodisch sind, liegt demnach darin, daß in ihnen Glieder von der Form $\tau\cos\frac{m}{2}\tau$ auftreten, deren Summe im Zeitpunkt $\tau = 2\pi$ bei beliebigem λ nicht verschwindet. Diese wird vielmehr nur dann zu 0, wenn folgende vier Bedingungen erfüllt sind:

$$\left.\begin{aligned}
&A\cdot(-4\vartheta_n-b_n)+B\cdot a_n \\
&\quad+C\cdot(k_0-k_n)\qquad+D\cdot l_n\qquad=0, \\
&A\cdot a_n\qquad+B\cdot(-4\vartheta_n+b_n) \\
&\quad+C\cdot l_n\qquad+D\cdot(k_0-k_n)\qquad=0, \\
&A\cdot(k_0-k_n)\qquad+B\cdot l_n \\
&\quad+C\cdot(-4\vartheta_n-d_n)+D\cdot c_n\qquad=0, \\
&A\cdot l_n\qquad+B\cdot(k_0+k_n) \\
&\quad+C\cdot c_n\qquad+D\cdot(-4\vartheta_n+d_n)=0.
\end{aligned}\right\}\quad(9a)$$

Dieses Gleichungssystem liefert nur dann von Null verschiedene Werte für die Konstanten A, B, C, D, wenn dessen Nennerdeterminante verschwindet, wenn also:

$$\begin{vmatrix}
-4\vartheta_n-b_n & a_n & k_0-k_n & l_n \\
a_n & -4\vartheta_n+b_n & l_n & k_0+k_n \\
k_0-k_n & l_n & -4\vartheta_n-d_n & c_n \\
l_n & k_0+k_n & c_n & -4\vartheta_n+d_n
\end{vmatrix}=0.\quad(9b)$$

Die Auflösung dieser Determinante liefert für $\nu_n = 4\vartheta_n$ folgende Gleichung vierten Grades:

$$\nu_n^4 - 2p_n\nu_n^2 - 4q_n\nu_n + r_n = 0, \qquad (11)$$

wo

$$\begin{aligned}
p_n &= k_0^2 + k_n^2 + l_n^2 + x_n^2 + y_n^2 + u_n^2 + v_n^2, \\
q_n &= (k_n y_n + l_n v_n)\cdot k_0, \\
r_n &= p_n^2 - 4[(x_n y_n + u_n v_n)^2 + (x_n l_n - u_n k_n)^2 \\
&\qquad + (k_n y_n + l_n v_n)^2 + k_n^2 l_n^2 + y_n^2 + v_n^2],
\end{aligned}$$

wenn:

$$\frac{b_n - d_n}{2} = x_n, \qquad \frac{a_n - c_n}{2} = u_n,$$

$$\frac{b_n + d_n}{2} = y_n, \qquad \frac{a_n + c_n}{2} = v_n$$

gesetzt wird. Bezeichnen $\nu_{n_{\mathrm{I}}} \ldots \nu_{n_{\mathrm{IV}}}$ die vier Wurzeln von (11), so sind also periodische bzw. halbperiodische Lösungen möglich für die Umlaufszeit der Elastizität:

$$T_n = T_0\cdot\frac{n}{2}\left(1+\frac{\nu_{n_i}}{4}\right) \quad (i = 1, 2, 3, 4), \qquad (12)$$

wobei für gerades n nur periodische, für ungerades n nur halbperiodische Lösungen vorhanden sind.

Da die kubische Resolvente von (11) lautet:

$$z^3 - 4p_n z^2 + 4(p_n^2 - r_n)z - q_n^2 = 0$$

und hierin sowohl p_n wie auch $p_n^2 - r_n$ nach (11a), (11c) als Summen von Quadraten stets positiv sein müssen, besitzt (11d) stets mindestens eine positive, reelle Wurzel und somit (11) stets zwei oder vier reelle Wurzeln ν_n, unter denen sich natürlich auch mehrfache Wurzeln befinden können.

Da die Bestimmungsgleichung (11) ganz allgemein für jeden beliebigen Verlauf der Elastizität und Kopplung gilt, wofern nur deren relative Schwankungen sowie der doppelte Kopplungsmittelwert k_0 klein gegen l sind, erhalten wir somit folgendes Ergebnis: Für elastische Systeme nach Art der Zweistangenantriebe, für die die Elastizitäts- und Kopplungsschwankungen sowie auch die Kopplung selbst nur gering sind, existieren in erster Näherung zu jeder n-ten Harmonischen des Elastizitätsfeldes zwei oder vier kritische nach (11), (12) zu bestimmende Umlaufszeiten der Elastizität, für die die Eigenschwingung des Systems die gleiche bzw. die doppelte Umlaufzeit wie die Elastizität und Kopplung besitzt, je nachdem n gerade bzw. ungerade ist. Diese zwei oder vier Umlaufszeiten der Elastizität selbst gruppieren sich um die bei Annahme einer mittleren Elastizität ohne Kopplung sich ergebenden kritischen Drehzahlen; ihre Abweichungen von denselben sind von gleicher Größenordnung wie die Schwankungen des Elastizitätsfeldes.

In praktischer Hinsicht ist noch wichtig der Fall, daß in Gl. (11) $q_n = 0$ wird, was z. B. dann der Fall ist, wenn $a_n = -c_n$ und b_n, d_n vernachlässigt werden können. Dann vereinfacht sich (11) zu der folgenden, in ν_n^2 quadratischen Gleichung:

$$\nu_n^4 - 2 p_n \cdot \nu_n^2 + r_n = 0 \qquad (13)$$

wo:

$$p_n = k_0^2 + k_n^2 + l_n^2 + x_n^2 + y_n^2 + u_n^2 + v_n^2$$
$$r_n = p_n^2 - 4 [(x_n y_n + u_n v_n)^2 + (x_n l_n - u_n k_n)^2 + k_n^2 + l_n^2 + y_n^2 + v_n^2]$$
$$= (k_0^2 - k_n^2 - l_n^2 - b_n d_n - a_n c_n)^2 + (b_n c_n - a_n d_n)^2 + 4 (b_n k_n + a_n l_n)^2$$

mit den Wurzeln:

$$\nu_{n\,\mathrm{I,II,III,IV}} = \pm \sqrt{p_n \pm 2 \sqrt{\begin{matrix} k_0^2 (y_n^2 + v_n^2 + k_n^2 + l_n^2) \\ + (x_n y_n + u_n v_n)^2 \\ + k_n u_n - l_n x_n)^2 \end{matrix}}} \qquad (13\mathrm{a})$$

Da hier außer p_n auch r_n nach (13) stets positiv ist, ebenso wie auch der zweite Radikand in (13a), so existieren hier stets vier reelle Lösungen von (13) und zwar liegen dieselben vollkommen symmetrisch zu den bei Annahme einer mittleren Triebwerkselastizität ohne Kopplung sich ergebenden kritischen Drehzahlen. Die vier reellen Lösungen fallen zu zwei Doppellösungen:

$$\nu_n = \pm \sqrt{p_n}$$

zusammen, wenn der zweite Radikand verschwindet. Dies ist für folgende beiden Fälle möglich:

$$\left.\begin{array}{l} 1.\ y_n = v_n = k_n = l_n = 0 \\ \text{oder: } \left\{\begin{array}{ll} b_n = -d_n & k_n = 0 \\ a_n = -c_n & l_n = 0 \end{array}\right\} \\ \text{so daß dann: } \nu_n = \pm\sqrt{k_0^2 + a_n^2 + b_n^2}, \\ 2. \left\{\begin{array}{l} k_0 = 0 \\ x_n y_n + u_n v_n = 0 \\ -x_n l_n + u_n k_n = 0 \end{array}\right\} \\ \text{oder: } \left\{\begin{array}{l} \dfrac{b_n - d_n}{a_n - c_n} = \dfrac{k_n}{l_n} \\ a_n^2 + b_n^2 = c_n^2 + d_n^2 \end{array}\right\} \end{array}\right\} \qquad (13\mathrm{b})$$

Letztere Bedingung bedeutet Gleichheit der Amplituden der n-ten Harmonischen von ε_1 und ε_2; der Wert von ν_n wird dann:

$$\nu_n = \pm\sqrt{k_n^2 + l_n^2 + a_n^2 + b_n^2} \qquad (13\mathrm{c})$$

Auch der Fall des einfachen Kuppelstangenantriebes ist in den obigen allgemeinen Formeln (11) bzw. (13) enthalten. Für:

$$k_0 = 0 \qquad k_n = l_n = 0,$$

d. h. beim Verschwinden jeder Kopplung zerfällt das Gesamtsystem in zwei Einzelsysteme, für die man erhält:

$$\nu_{n_\mathrm{I}} = \pm\sqrt{a_n^2 + b_n^2} \qquad \nu_{n_\mathrm{II}} = \pm\sqrt{b_n^2 + d_n^2}.$$

D. Streng lösbarer Fall großer Schwankungen

Nachdem im vorstehenden die periodischen bzw. halbperiodischen Lösungen für den Fall kleiner, jedoch sonst ganz beliebiger Schwankungen des Elastizitätsfeldes in erster Näherung bestimmt wurden, dürfte im Interesse einer Nachprüfung des Geltungsbereichs obiger Näherung von Wichtigkeit sein, einen besonderen Fall gekoppelter Systeme vollkommen zu behandeln, der eine strenge Lösung zuläßt. Dieser Fall liegt vor, wenn für das elastische Feld sowie die Kopplung der in Abb. 2 angegebene Verlauf angenommen

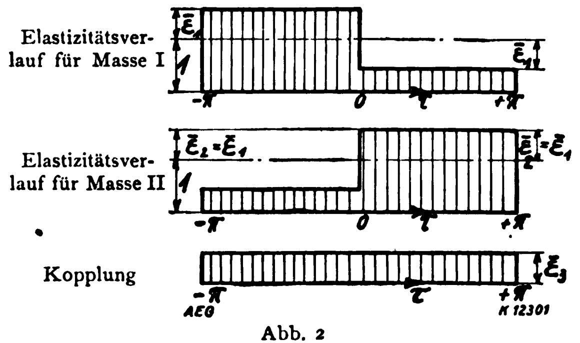


Abb. 2

wird, d. h. wenn die Elastizitäten während einer halben Periode konstant und um den gleichen Betrag schwankend, ferner die Kopplung überhaupt konstant angenommen wird.

Die Bewegungsgleichungen (2) lauten für diesen Fall:

für $\tau = -\pi$ bis $\tau = 0$:

$$\left.\begin{array}{l} -\lambda^2 \cdot x_1 = \dfrac{d^2 x_1}{d\tau^2}(1 + \bar\varepsilon_1) + \bar\varepsilon_3 \cdot \dfrac{d^2 x_2}{d\tau^2} \\ -\lambda^2 \cdot x_2 = \dfrac{d^2 x_2}{d\tau^2}(1 - \bar\varepsilon_1) + \bar\varepsilon_3 \cdot \dfrac{d^2 x_1}{d\tau^2} \end{array}\right\} \qquad (14\mathrm{a})$$

und für $\tau = 0$ bis $\tau = +\pi$:

$$\left.\begin{array}{l} -\lambda^2 \cdot [x_1] = \dfrac{d^2 [x_1]}{d\tau^2}(1 - \bar\varepsilon_1) + \bar\varepsilon_3 \cdot \dfrac{d^2 [x_2]}{d\tau^2} \\ -\lambda^2 \cdot [x_2] = \dfrac{d^2 [x_2]}{d\tau^2}(1 + \bar\varepsilon_1) + \bar\varepsilon_3 \cdot \dfrac{d^2 [x_1]}{d\tau^2} \end{array}\right\} \qquad (14\mathrm{b})$$

Da man es hier in jedem der beiden Bereiche nur mit konstanter Elastizität und Kopplung zu tun hat, können die Integrale von (14c) und (14b) sofort angegeben werden. Man erhält für $\tau = -\pi$ bis $\tau = 0$:

$$x_1 = A \sin \lambda_1 \tau + B \cos \lambda_1 \tau + C \sin \lambda_2 \tau + D \cos \lambda_2 \tau \qquad (15\mathrm{a})$$

$$x_2 = A\alpha \sin \lambda_1 \tau + B\alpha \cos \lambda_1 \tau - \frac{C}{\alpha} \sin \lambda_2 \tau - \frac{D}{\alpha} \cos \lambda_2 \tau \qquad (15)$$

und für $\tau = 0$ bis $\tau = +\pi$, für welches Intervall nur $+\bar{\varepsilon}_1$ mit $-\bar{\varepsilon}_1$ zu vertauschen ist:

$$\left.\begin{aligned} [x_1] &= E\sin\lambda_1\tau + F\cos\lambda_1\tau + G\sin\lambda_2\tau + H\cos\lambda_2\tau \\ [x_2] &= \frac{E}{\alpha}\sin\lambda_1\tau + \frac{F}{\alpha}\cos\lambda_1\tau - G\alpha\sin\lambda_2\tau - H\alpha\cos\lambda_2\tau \end{aligned}\right\} \quad (15\text{b})$$

worin:

$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{1+\sqrt{\bar{\varepsilon}_1^2+\bar{\varepsilon}_3^2}}};$$

$$\lambda_2 = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\sqrt{\bar{\varepsilon}_1^2+\bar{\varepsilon}_3^2}}}$$

und:

$$\alpha = \frac{\bar{\varepsilon}_3}{\bar{\varepsilon}_1+\sqrt{\bar{\varepsilon}_1^2+\bar{\varepsilon}_3^2}} = -\frac{\bar{\varepsilon}_1-\sqrt{\bar{\varepsilon}_1^2+\bar{\varepsilon}_3^2}}{\bar{\varepsilon}_3}.$$

Für die Übersichtlichkeit der weiteren Rechnung ist es zweckmäßig statt der Auslenkungen x die Größen:

$$z_1 = x_1 + \alpha x_2 \qquad\text{bzw.}\qquad [z_1] = [x_1] + \alpha[x_2]$$
$$z_2 = \alpha x_1 - x_2 \qquad\qquad [z_2] = \alpha[x_1] - [x_2]$$

zu betrachten. Man erhält dann für $z_1\, z_2\, [z_1]\, [z_2]$ sowie deren Ableitungen nach τ in den beiden Bereichen nach (15a), (15b):

für $\tau = -\pi$ bis $\tau = 0$:

$$\left.\begin{aligned} z_1 &= (1+\alpha^2)(A\sin\lambda_1\tau + B\cos\lambda_1\tau); \\ z_2 &= \frac{1+\alpha^2}{\alpha}(C\sin\lambda_2\tau + D\cos\lambda_2\tau); \\ \frac{dz_1}{d\tau} &= (1+\alpha^2)\lambda_1(A\cos\lambda_1\tau - B\sin\lambda_1\tau); \\ \frac{dz_2}{d\tau} &= \frac{1+\alpha^2}{\alpha}\cdot\lambda_2(C\cos\lambda_2\tau - D\sin\lambda_2); \end{aligned}\right\} \quad (16\text{a})$$

für $\tau = 0$ bis $\tau = +\pi$:

$$\left.\begin{aligned} [z_1] &= 2E\sin\lambda_1\tau + 2F\cos\lambda_1\tau \\ &\quad + (1-\alpha^2)\cdot(G\sin\lambda_2\tau + H\cos\lambda_2\tau); \\ [z_2] &= \begin{Bmatrix} 2\alpha(G\sin\lambda_2\tau + H\cos\lambda_2\tau) \\ -\dfrac{1-\alpha^2}{\alpha}(E\sin\lambda_1\tau + F\cos\lambda_1\tau) \end{Bmatrix}; \\ \frac{d[z_1]}{d\tau} &= 2\lambda_1(E\cos\lambda_1\tau - F\sin\lambda_1\tau) \\ &\quad + (1-\alpha^2)\lambda_2(G\cos\lambda_2\tau - H\sin\lambda_2\tau); \\ \frac{d[z_2]}{d\tau} &= \begin{Bmatrix} 2\alpha\lambda_2(G\cos\lambda_2\tau - H\sin\lambda_2\tau) \\ -\dfrac{1-\alpha^2}{\alpha}\cdot\lambda_1\cdot(E\cos\lambda_1\tau \\ - F\sin\lambda_1\tau) \end{Bmatrix}. \end{aligned}\right\} \quad (16\text{b})$$

Um die hierin auftretenden acht Integrationskonstanten $A\ldots D$, $E..H$ zu bestimmen, stehen uns acht Bedingungen zur Verfügung, nämlich einmal die vier Stetigkeitsbedingungen im Zeitpunkt $\tau = 0$ und sodann die vier Periodizitätsbedingungen in $\tau = -\pi$ bzw. $\tau = +\pi$. Die ersteren liefern für $x_1\, x_2$ und somit auch für die linear mit ihnen zusammenhängenden Größen $z_1\, z_2$ in $\tau = 0$ folgende vier Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \underset{(\tau=0)}{z_1} &= B(1+\alpha^2) = \underset{(\tau=0)}{[z_1]} = 2F + (1-\alpha^2)H, \\ \underset{(\tau=0)}{\frac{dz_1}{d\tau}} &= A\lambda_1(1+\alpha^2) = \underset{(\tau=0)}{\frac{d[z_1]}{d\tau}} \\ &= 2E\lambda_1 + G\lambda_2(1-\alpha^2), \\ \underset{(\tau=0)}{z_2} &= \frac{D}{\alpha}(1+\alpha^2) = \underset{(\tau=0)}{[z_2]} \\ &= 2\alpha H - \frac{1-\alpha^2}{\alpha}\cdot F, \\ \underset{(\tau=0)}{\frac{dz_2}{d\tau}} &= \frac{1+\alpha^2}{\alpha}\lambda_2 C = \underset{(\tau=0)}{\frac{d[z_2]}{d\tau}} \\ &= 2\alpha\lambda_2 G - \frac{1-\alpha^2}{\alpha}\lambda_1 E. \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Die vier Periodizitätsbedingungen erfordern, daß

$$\left.\begin{aligned} \underset{(\tau=-\pi)}{z_1} &= \pm\underset{(\tau=+\pi)}{[z_1]}, & \underset{(\tau=-\pi)}{z_2} &= \pm\underset{(\tau=+\pi)}{[z_2]}, \\ \underset{(\tau=-\pi)}{\frac{dz_1}{d\tau}} &= \pm\underset{(\tau=+\pi)}{\frac{d[z_1]}{d\tau}}, & \underset{(\tau=-\pi)}{\frac{dz_2}{d\tau}} &= \pm\underset{(\tau=+\pi)}{\frac{d[z_2]}{d\tau}}, \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

wobei das obere Vorzeichen für die periodischen, das untere für die halbperiodischen Lösungen gilt. Aus diesen vier Bedingungen (18) erhält man, wenn mittels (17) die vier Konstanten A, B, C, D eliminiert werden und zur Abkürzung gesetzt wird:

$$\sin\lambda_1\pi = S_1 \qquad \cos\lambda_1\pi = C_1$$
$$\sin\lambda_2\pi = S_2 \qquad \cos\lambda_2\pi = C_2$$
$$\beta = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \sqrt{\frac{1-\sqrt{\bar{\varepsilon}_1^2+\bar{\varepsilon}_3^2}}{1+\sqrt{\bar{\varepsilon}_1^2+\bar{\varepsilon}_3^2}}}$$

schließlich folgende vier Bedingungsgleichungen für die Konstanten E, F, G, H:

für die halbperiodischen Lösungen:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{4C_1}{1-\alpha^2}\cdot F + \left(S_2 - \frac{S_1}{\beta}\right)G + (C_1 - C_2)H = 0 \\ &(\beta S_2 - S_1)E - (C_1 + C_2)F + \frac{4\alpha^2}{1-\alpha^2}C_2 H = 0 \\ &\frac{4C_1}{1-\alpha^2}\cdot E + \frac{C_1+C_2}{\beta}\cdot G + \left(S_1 - \frac{S_2}{\beta}\right)H = 0 \\ &-\beta(C_1+C_2)E + (\beta S_1 - S_2)F + \frac{4\alpha^2}{1-\alpha^2}C_2 G = 0 \end{aligned}\right\} \quad (19\text{a})$$

und für die periodischen Lösungen:

$$\left.\begin{aligned}
&-\frac{4S_1}{1-\alpha^2}\cdot E-\left(\frac{S_1}{\beta}+S_2\right)G+(C_1-C_2)H=0\\
&(S_1+\beta S_2)E+(C_1-C_2)F-\frac{4\alpha^2}{1-\alpha^2}S_2\,G=0\\
&\frac{4S_1}{1-\alpha^2}\cdot F+\frac{C_1-C_2}{\beta}\cdot G+\left(S_1+\frac{S_2}{\beta}\right)H=0\\
&(C_1-C_2)\beta E-(\beta S_1+S_2)F+\frac{4\alpha^2}{1-\alpha^2}C_2H=0
\end{aligned}\right\}\quad(19\text{b})$$

Diese Gleichungen können nur dann für die Konstanten E, F, G, H von Null verschiedene Werte liefern, wenn ihre Nennerdeterminante verschwindet. Die Bedingungsgleichung für λ lautet daher für die halbperiodischen Lösungen:

$$\begin{vmatrix}
0 & \frac{4C_1}{1-\alpha^2} & S_2-\frac{S_1}{\beta} & C_1+C_2\\
S_2\beta-S_1 & -C_1-C_2 & 0 & \frac{4\alpha^2}{1-\alpha^2}\cdot C_2\\
\frac{4C_1}{1-\alpha^2} & 0 & \frac{C_1+C_2}{\beta} & S_1-\frac{S_2}{\beta}\\
-\beta(C_1+C_2) & \beta S_1-S_2 & \frac{4\alpha^2}{1-\alpha^2}\cdot C_2 & 0
\end{vmatrix}=0\quad(20\text{a})$$

und für die periodischen Lösungen:

$$\begin{vmatrix}
\frac{-4S_1}{1-\alpha^2} & 0 & -\frac{S_1}{\beta}-S_2 & C_1-C_2\\
S_1+S_2\beta & C_1-C_2 & -\frac{4\alpha^2}{1-\alpha^2}S_2 & 0\\
0 & \frac{4S_1}{1-\alpha^2} & \frac{C_1-C_2}{\beta} & S_1+\frac{S_2}{\beta}\\
(C_1-C_2)\beta & -S_2-S_1\beta & 0 & \frac{4\alpha^2}{1-\alpha^2}\cdot S_2
\end{vmatrix}=0\quad(20\text{b})$$

Die Auswertung der beiden Determinanten ergibt folgende beiden Bedingungsgleichungen für den Parameter λ: für die halbperiodischen Lösungen:

$$\left.\begin{aligned}
&-\frac{S_1S_2}{2}\left(\beta+\frac{1}{\beta}\right)+C_1C_2\\
&\qquad=-1-2C_1C_2\cdot\frac{\bar{\varepsilon}_3^2}{\bar{\varepsilon}_1^2}\ (\varepsilon_1\mp 0)
\end{aligned}\right\}\quad(21\text{a})$$

und für die periodischen Lösungen:

$$\left.\begin{aligned}
&-\frac{S_1S_2}{2}\left(\beta+\frac{1}{\beta}\right)+C_1C_2=1+2S_1S_2\cdot\frac{\bar{\varepsilon}_3^2}{\bar{\varepsilon}_1^2}\\
&\pm 2\cdot\frac{1-\beta}{\sqrt{\beta}}\cdot\frac{\bar{\varepsilon}_3}{\bar{\varepsilon}_1}\sin\frac{\pi}{2}(\lambda_1-\lambda_2)\cdot\sqrt{-S_1S_2}\\
&\qquad\qquad(\varepsilon_1\mp 0).
\end{aligned}\right\}\quad(21\text{b})$$

Die genauere Untersuchung der Lage der reellen Wurzeln λ_2 und damit nach (15) auch der Parameter λ selbst dieser beiden transzendenten Gleichungen ergibt folgendes:

Die Wurzeln λ_2 von (21a) — also die halbperiodischen Lösungen — liegen paarweise zwischen den Wurzeln von $C_2=\cos\lambda_2\pi=0$ und von $C_1=\cos\lambda_2\beta\pi=0$, d. h. das erste Wurzelpaar λ_2 von (21a) liegt zwischen $\lambda_2=\frac{1}{2}$ und $\lambda_2=\frac{1}{2\beta}$, das zweite zwischen $\lambda_2=\frac{3}{2}$ und $\lambda_2=\frac{3}{2\beta}$ usw. Die Wurzeln von (21b) hingegen liegen zu je vier zwischen den Wurzeln von $S_2=\sin\lambda_2\pi=0$ und von $S_1=\sin\lambda_2\beta\pi=0$ d. h. das erste Doppelpaar liegt zwischen $\lambda_2=1$ und $\lambda_2=\frac{1}{\beta}$, das zweite zwischen $\lambda_2=2$ und $\lambda_2=\frac{2}{\beta}$ usw.

Die ungeraden Vielfachen der Werte $\lambda_2=\frac{1}{2}$ und $\lambda_2=\frac{1}{2\beta}$ bilden also die Grenzen für je ein Wurzelpaar von (21a), die geraden Vielfachen hingegen für ein Doppelpaar von (21b), und zwar liegen die Wurzeln von (21a), b) jenen Grenzwerten um so näher, je kleiner $\bar{\varepsilon}_1$ ist, d. h. also je mehr der Fall konstanter Elastizität und Kopplung vorliegt.

Nachdem im vorstehenden die kritischen Umlaufszeiten der Elastizität auch für große Schwankungen derselben bestimmt sind, können wir an dieser strengen Lösung die allgemeine Näherungslösung (11) prüfen.

Zu diesem Zwecke seien jetzt $\bar{\varepsilon}_1$ und $\bar{\varepsilon}_3$ als klein gegen 1 vorausgesetzt und die kleine Größe: $\psi=\sqrt{\bar{\varepsilon}_1^2+\bar{\varepsilon}_3^2}$ eingeführt. Dann wird nach (15):

$$\lambda_1=\frac{\frac{n}{2}(1+\vartheta_n)}{\sqrt{1+\psi}}=\frac{n}{2}(1+\vartheta_n)\left(1-\frac{\psi}{2}+\ldots\right)$$

$$\lambda_2=\frac{\frac{n}{2}(1+\vartheta_n)}{\sqrt{1-\psi}}=\frac{n}{2}(1+\vartheta_n)\left(1+\frac{\psi}{2}+\ldots\right)$$

somit:

$$\lambda_1-\lambda_2=\frac{n}{2}(-\psi+\ldots);$$

$$\lambda_1+\lambda_2=\frac{n}{2}(2+2\vartheta_n+\ldots),$$

ferner:

$$\left.\begin{aligned}
&2S_1S_2=2-\frac{n^2\pi^2}{8}(\psi^2+4\vartheta_n^2)\\
&2C_1C_2=-\frac{n^2\pi^2}{8}(\psi^2-4\vartheta_n^2)
\end{aligned}\right\}\ (n=1,3,5\ldots)\quad(22\text{a})$$

$$\left.\begin{aligned} 2\,S_1\,S_2 &= -\frac{n^2\pi^2}{8}(\psi^2-4\vartheta_n^2) \\ 2\,C_1\,C_2 &= 2-\frac{n^2\pi^2}{8}(\psi^2+4\vartheta_n^2) \end{aligned}\right\}(n=2,4,6\ldots) \quad (22\,\mathrm{b})$$

sowie:

$$\beta+\frac{1}{\beta}=\sqrt{\frac{1-\psi}{1+\psi}}+\sqrt{\frac{1+\psi}{1-\psi}}=2+\psi^2+\ldots$$

Wird (22a) in (21a) eingesetzt, so folgt für die halbperiodischen Lösungen:

$$\vartheta_n=\pm\sqrt{\frac{\bar\varepsilon_3^{\,2}}{4}+\frac{\bar\varepsilon_1^{\,2}}{n^2\pi^2}}\ (n=1,3,5\ldots) \quad (23\,\mathrm{a})$$

während man bei Einführung von (22b) in (21b) für die periodischen Lösungen findet, da sich das $\sqrt{-S_1 S_2}$ enthaltende Glied in (21b) als von kleinerer Größenordnung als die übrigen Glieder herausstellt:

$$\vartheta_n=\pm\frac{\bar\varepsilon_3}{2}\ (n=2,4,6\ldots) \quad (23\,\mathrm{b})$$

Andererseits würde die harmonische Analyse der Elastizitätskurve nach Abb. 2 ergeben:

$$a_n=-c_n=\frac{1}{\pi}\left[\int_{-\pi}^{0}\bar\varepsilon_1\sin n\tau\,d\tau+\int_{0}^{+\pi}-\bar\varepsilon_1\sin n\tau\,d\tau\right]$$

$$=\frac{4}{n\pi}\cdot\bar\varepsilon_1\ (n=1,3,5\ldots)$$

$$\left.\begin{aligned} a_n&=-c_n=0\\ b_n&=\ \ d_n=0\end{aligned}\right\}\ \text{für: } n=2,4,6$$

und somit nach (13a) mit:

$$k_0=2\,\bar\varepsilon_3;\ k_n=l_n=0;\ \nu_n=\pm\sqrt{k_0^{\,2}+a_n^{\,2}};$$

$$\vartheta_n=\pm\tfrac{1}{4}\sqrt{k_0^{\,2}+a_n^{\,2}}=\pm\sqrt{\frac{\bar\varepsilon_3^{\,2}}{4}+\frac{\bar\varepsilon_1^{\,2}}{\pi^2 n^2}}$$

$$(n=1,3,5\ldots)$$

und:

$$\nu_n=\pm k_0;\ \vartheta_n=\pm\frac{1}{4}k_0=\pm\frac{\bar\varepsilon_3}{2}\ (n=2,4,6\ldots)$$

Dies sind aber genau die gleichen Werte wie oben, und es ist somit der Nachweis erbracht, daß bei kleinen Schwankungen $\bar\varepsilon_1$ und kleinem $\bar\varepsilon_3$ die genauen Formeln (21a), (21b) in die Näherungslösung (19a), (19b) übergehen.

Zugleich erkennt man nun aber auch den tieferen Grund, weshalb die die periodischen Lösungen bestimmende Gleichung (21b) ungleich verwickelter aufgebaut ist als die Gleichung (21a) für die halbperiodischen Lösungen: diese entsprechen, da der Elastizitätsverlauf nach Abb. 2 nur ungerade Harmonische enthält, gewissermaßen der Natur des vorliegenden Systems, während auf die Lage der ersteren ein solcher Verlauf der Elastizität bei kleinen Schwankungen in erster Näherung überhaupt keinen Einfluß besitzt, derselbe vielmehr erst bei großen Schwankungen in Erscheinung tritt.

E. Stabilitätsbetrachtung

Nachdem im vorstehenden die Lage der periodischen und halbperiodischen Lösungen bestimmt wurde, entsteht die Frage nach der Lage der Instabilitätsbereiche. Da die Durchführung einer allgemeinen Untersuchung dieser Frage auf sehr große Schwierigkeiten stößt, werde hier nur das Verhalten der Eigenschwingung in einem einfachen Fall näher untersucht.

Es sei in der obigen Bezeichnungsweise:

$$b_n=d_n=k_n=l_n=0\qquad a_n=-c_n, \quad (24)$$

d. h. es werde ein entgegengesetzt gleicher Schwankungsverlauf der Elastizitätsfelder sowie eine zeitlich unveränderliche Kopplung vorausgesetzt. Dann wird, wenn die Umlaufszeit der Elastizität wenig von den durch (11), (12) bestimmten Werten abweicht, auch die Eigenschwingung nicht mehr genau periodisch bzw. halbperiodisch sein, sondern wird sich nur bis auf einen von $+1$ bzw. -1 wenig abweichenden Faktor nach Ablauf einer Elastizitätsperiode reproduzieren. Bezeichnet $\pm 1+\varrho_{\mathrm{I}}$ bzw. $\pm 1+\varrho_{\mathrm{II}}$ diesen Faktor für die erste bzw. die zweite Motormasse, wo also $\varrho_{\mathrm{I,II}}\ll 1$, so hat man demnach entsprechend (8):

$$\underset{(\tau=2\pi)}{x_1}=\underset{(\tau=2\pi)}{(x_{10}+\Delta_1)}=(\pm 1+\varrho_{\mathrm{I}})\underset{(\tau=0)}{(x_{10}+\Delta_1)};$$

$$\underset{(\tau=2\pi)}{x_2}=\underset{(\tau=2\pi)}{(x_{20}+\Delta_2)}=(\pm 1+\varrho_{\mathrm{II}})\underset{(\tau=0)}{(x_{20}+\Delta_2)};$$

$$\underset{(\tau=2\pi)}{\frac{dx_1}{d\tau}}=\underset{(\tau=2\pi)}{\frac{d(x_{10}+\Delta_1)}{d\tau}}=(\pm 1+\varrho_{\mathrm{II}})\underset{(\tau=0)}{\frac{d(x_{10}+\Delta_1)}{d\tau}};$$

$$\underset{(\tau=2\pi)}{\frac{dx_2}{d\tau}}=\underset{(\tau=0)}{\frac{d(x_{20}+\Delta_2)}{d\tau}}=\underset{(\tau=0)}{\frac{d(x_{20}+\Delta_2)}{d\tau}}.$$

Gemäß (3a), (3b) kann hierfür bei Vernachlässigung kleiner Größen zweiter Ordnung geschrieben werden:

$$\left.\begin{aligned} \underset{(\tau=2\pi)}{\Delta_1}&=\pm\underset{(\tau=0)}{\Delta_1}+\varrho_{\mathrm{I}}\cdot\underset{(\tau=0)}{x_{10}};\\ \underset{(\tau=2\pi)}{\Delta_2}&=\pm\underset{(\tau=0)}{\Delta_2}+\varrho_{\mathrm{II}}\cdot\underset{(\tau=0)}{x_{20}};\\ \underset{(\tau=2\pi)}{\frac{d\Delta_1}{d\tau}}&=\pm\underset{(\tau=0)}{\frac{d\Delta_1}{d\tau}}+\varrho_{\mathrm{I}}\cdot\underset{(\tau=0)}{\frac{dx_{10}}{d\tau}};\\ \underset{(\tau=2\pi)}{\frac{d\Delta_2}{d\tau}}&=\pm\underset{(\tau=0)}{\frac{d\Delta_2}{d\tau}}+\varrho_{\mathrm{II}}\cdot\underset{(\tau=0)}{\frac{dx_{20}}{d\tau}}.\end{aligned}\right\}\quad(25)$$

Werden hierin für Δ_1, Δ_2 die Werte nach (7a), (7b) eingeführt, so erhält man für den besonderen Fall (24) analog (9a) folgende vier Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned}
-A\cdot[\nu_n]+B\left(a_n\pm\frac{4\varrho_{\mathrm{I}}}{\pi n}\right)+C k_0&=0\\
A\left(a_n\mp\frac{4\varrho_{\mathrm{I}}}{\pi n}\right)-B\cdot[\nu_n]+D k_0&=0\\
A\cdot k_0-C\cdot[\nu_n]-D\left(a_n\pm\frac{4\varrho_{\mathrm{II}}}{\pi n}\right)&=0\\
B k_0-C\left(a_n\pm\frac{4\varrho_{\mathrm{II}}}{\pi n}\right)-D[\nu_n]&=0
\end{aligned}\right\}\qquad(26)$$

Damit hieraus für A, B, C, D von Null verschiedene Werte sich ergeben, muß, wenn: $\frac{4\varrho_{\mathrm{I,\,II}}}{\pi n}=\sigma_{\mathrm{I,\,II}}$ gesetzt wird, sein:

$$\begin{vmatrix}
-[\nu_n] & a_n\pm\sigma_{\mathrm{I}_n} & k_0 & 0\\
a_n\mp\sigma_{\mathrm{I}_n} & -[\nu_n] & 0 & k_0\\
k_0 & 0 & -[\nu_n] & -a_n\pm\sigma_{\mathrm{II}_n}\\
0 & k_0 & -a_n\mp\sigma_{\mathrm{II}_n} & -[\nu_n]
\end{vmatrix}=0\qquad(26\mathrm{a})$$

wo das obere Vorzeichen für gerades n, das untere für ungerades n gilt. Die Auswertung dieser Determinante ergibt:

$$\begin{aligned}
&[\nu_n]^4+[\nu_n]^2\cdot[\sigma_{\mathrm{I}_n}^{\;2}+\sigma_{\mathrm{II}_n}^{\;2}-2k_0^{\;2}+a_n^{\;2})]\\
&\quad+(a_n^{\;2}-\sigma_{\mathrm{I}}^{\;2})(a_n^{\;2}-\sigma_{\mathrm{II}_n}^{\;2})\\
&\quad+2k_0^{\;2}(a_n^{\;2}+\sigma_{\mathrm{I}_n}\sigma_{\mathrm{II}_n})+k_0^{\;4}=0\,.
\end{aligned}$$

Dies läßt sich auch in der Form schreiben:

$$\left[\sigma_{\mathrm{I}}\pm\sqrt{a_n^{\;2}-[\nu_n]^2}\right]\cdot\left[\sigma_{\mathrm{II}}\pm\sqrt{a_n^{\;2}-[\nu_n]^2}\right]=-k_0^{\;2}$$

oder, wenn noch die Verhältniswerte:

$$\frac{\sigma_{\mathrm{I,\,II}}}{k_0}=\eta_{\mathrm{I,\,II}}\,;\qquad\frac{a_n^{\;2}-[\nu_n]^2}{k_0^{\;2}}=\alpha_n\quad(k_0\neq0)$$

eingeführt werden, in der Form:

$$\eta_{\mathrm{II}}\pm\sqrt{\alpha_n}=-\frac{1}{\eta_{\mathrm{I}}\pm\sqrt{\alpha_n}}\,.\qquad(27)$$

Hieraus erkennt man, daß für positive Werte von α_n Gleichung (27), wenn η_{I} als unabhängige, η_{II} als abhängige Veränderliche aufgefaßt wird, zwei spiegelbildliche Scharen von gleichseitigen Hyperbeln darstellt, deren Mittelpunkte auf einer unter 45^0 durch den Nullpunkt gehenden Geraden liegen; für jeden negativen Wert von α_n hingegen ergeben sich nur je zwei Punkte, die auf der unter 135^0 durch den Nullpunkt gehenden Geraden liegen und durch:

$$\eta_{\mathrm{I}}=-\eta_{\mathrm{II}}=\pm\sqrt{1+\alpha_n}\qquad(28)$$

bestimmt sind (Abb. 3).

Da reelle positive Werte von η_{I} und η_{II} ein Anfachen, negative ein Abklingen der Eigenschwingung bedeuten, ergibt sich somit, daß die Instabilitätszone sich gewissermaßen aus einem

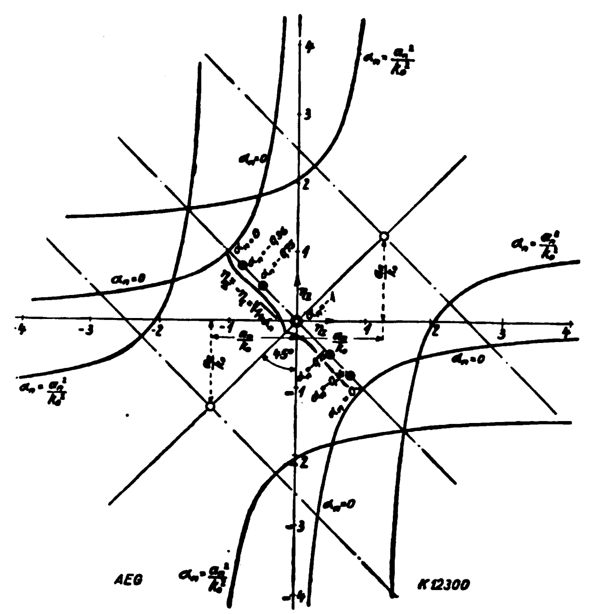


Abb. 3. Schaubild des Stabilitätsbereiches

Kerngebiet und zwei symmetrischen Randgebieten zusammensetzt.

Jn ersterem gehört bei einer bestimmten Umlaufszeit α_n der Elastizität zu jedem positiven Wert η_{I}, ein positiver oder negativer Wert von η_{II} und umgekehrt; innerhalb dieser Zone, die sich von $[\nu_n]=0$, also $\alpha_n=\frac{a_n^{\;2}}{k_0^{\;2}}$ beiderseits bis $[\nu_n]=\pm a_n$, also $\alpha_n=0$, erstreckt, ist also stets ein Anwachsen der Eigenschwingung der einen oder anderen oder auch beider Ankermassen zugleich möglich. Die Breite dieser Zone ist hier genau die gleiche, wie wenn keine Kopplung vorhanden wäre.

Im Randgebiet des Instabilitätsbereiches hingegen ist für eine bestimmte Umlaufszeit der Elastizität zwar auch stets ein Anwachsen der Schwingungen einer der beiden Massen möglich, jedoch nur noch um das durch (28) bestimmte Maß und in der Weise, daß nach einem Umlauf der Elastizität die Schwingung der einen Masse um genau ebensoviel anwächst wie die andere abnimmt. Diese Zone reicht von $[\nu_n]=\pm a_n$ bis $[\nu_n]=\sqrt{a_n^{\;2}+k_0^{\;2}}$, also $\alpha_n=-1$, welch letzterer Wert bereits die periodischen bzw. halbperiodischen Lösungen darstellt, für die ja $\eta_{\mathrm{I}}=\eta_{\mathrm{II}}=0$ ist.

Wird α_n noch kleiner als -1, so ist schließlich ein reeller Wert von η_I und η_{II} nicht mehr möglich.

Man sieht also, daß auch hier, wie beim einfachen Kuppelstangenantrieb für Werte der Umlaufszeit, die zwischen den die periodischen bzw. halbperiodischen Lösungen ergebenden Werten liegen, Eigenschwingungen möglich sind, deren Ausschläge und Beschleunigungen nach einem Umlauf

der Elastizität größer werden; andererseits läßt sich auf Grund der Überlegung, daß bei Fortfall der Kopplung ($k = 0$) die Grenzen der Schüttelgebiete in die bereits bekannten des einfachen Kuppelztangenantriebes übergehen müssen, entnehmen, daß außerhalb dieses Instabilitätsbereiches nur zeitlich abklingende Schwingungen möglich sind. Jedoch treten im allgemeinsten Fall [Gleichung (2b) und (11)] mehrere sich überdeckende Instabilitätsbereiche auf, so daß praktisch die ganze zwischen den beiden äußersten Wurzeln liegende Zone als instabil anzusehen ist.

Zusammenfassung

Die Schüttelschwingungen gekoppelter elastischer Systeme nach Art der Zweistangenantriebe elektrischer Lokomotiven werden näher untersucht und zwar unter der Voraussetzung, daß die periodischen Schwankungen der Elastizität und Kopplung sowie auch der zeitliche Mittelwert der letzteren klein gegen den zeitlichen Mittelwert der Elastizität sind, sonst jedoch die Schwankungen einen ganz beliebigen zeitlichen Verlauf aufweisen.

Hierbei zeigt sich, daß in erster Näherung zu jeder n-ten Harmonischen der Elastizitäts- und Kopplungsfelder zwei oder vier kritische, genau angebbare Umlaufszeiten der Elastizität existieren, für die die Eigenschwingung des Systems die gleiche bzw. die doppelte Umlaufszeit besitzt wie die Elastizität und Kopplung, je nachdem, ob n gerade bzw. ungerade ist. Die Werte dieser zwei oder vier Umlaufszeiten der Elastizität gruppieren sich um die bei Annahme eines Systems von gleicher mittlerer zeitlich unveränderlicher Elastizität und ohne Kopplung sich ergebenden Drehzahlen; ihre Abstände von denselben sind von gleicher Größenordnung wie die Elastizitätsschwankungen selbst.

Der auch für große Elastizitätsschwankungen streng lösbare Fall stückweise konstanter, entgegengesetzt gleicher Elastizitätsschwankungen bei zeitlich unveränderlicher Kopplung wird vollständig durchgeführt und die gewonnene strenge Lösung zur Nachprüfung der Näherungslösung für einen allgemeinen Verlauf des elastischen Feldes benutzt.

In diesem Fall liegen die kritischen Umlaufszeiten der Elastizität für die halbperiodischen Lösungen paarweise, für die periodischen Lösungen doppelpaarweise zwischen den Grenzwerten, die sich für zeitlich unveränderliche Elastizität und Kopplung ergeben würden.

Schließlich wird durch Untersuchung der Stabilität für den einfachen Fall kleiner, für beide Massen entgegengesetzt gleicher Elastizitätsschwankungen sowie zeitlich veränderlicher Kopplung ein Überblick über die Stabilität der hier untersuchten Schwingungsvorgänge gewonnen.

Es ergibt sich, daß das zu jeder Harmonischen gehörige Schüttelgebiet gewissermaßen in ein mittleres Kerngebiet und zwei angrenzende Randgebiete zerfällt. Innerhalb des ersteren ist ein beliebiges Anwachsen des Schwingungsausschlages der einen Masse bei gleichzeitigen Anwachsen oder Abklingen der andern Masse möglich; in den beiden Randgebieten hingegen ist nur ein ganz bestimmtes Anwachsen der einen Schwingung möglich, und es nimmt dann der Schwingungsausschlag der zweiten Masse prozentual nach jedem Umlauf der Elastizität um ebensoviel ab wie der der ersten Masse zunimmt. Wie bei dem einfachen Kuppelstangenantrieb sind auch hier die Instabilitätsbereiche zwischen denjenigen Werten der Umlaufszeit der Elastizität zu suchen, die die periodischen bzw. die halbperiodischen Lösungen ergeben.

(Eingegangen am 4. Januar 1929)

Schmiermittelreibung und Strömungsorientierung

Von S. Kyropoulos, Göttingen

1. Einleitung

Erscheinungen in der Praxis der Schmiermittelreibung, die sich nicht mit der hydrodynamischen Theorie [1]) in Übereinstimmung bringen lassen, haben zu Modifikationen derselben geführt, namentlich im Gebiete dünnster Schmierschichtdicken. Die Diskussion der Theorie und ihrer Grundlagen zeigt, daß in diesem Gebiete die molekularen Eigenschaften der Schmiermittel von maßgebender Bedeutung sind. In einer früheren Untersuchung [2]) wurde gezeigt, daß unter den Betriebsbedingungen der Gleitlager die im Ruhezustand ungeordneten Moleküle der Schmierschicht durch die gleitende Bewegung des Zapfens im allgemeinen eine Orientierung erfahren werden. Der Grad dieser als „Strömungsorientierung" bezeichneten Ordnung hängt, wie besonders die Untersuchungen von Vorländer und Walter [3]) zeigen, stark vom Molekülbau ab und steigt namentlich mit der

[1]) Vgl. Ostwalds Klassiker d. exakten Wiss. Nr. 218. Leipzig 1927. Abhandlungen über die hydrodynam. Theorie der Schmiermittelreibung.

[2]) S. Kyropoulos, Physikal. Zeitschr. **29** (1928), 947 und Zeitschr. f. techn. Phys. **10** (1929), 2.

[3]) Zeitschr. f. Physikal. Chem. **118** (1925), 1. Vgl. auch Freundlich, Stapelfeldt und Zocher, daselbst **114** (1925), 161.

Länge der Moleküle. Der unmittelbare Anlaß zur Strömungsorientierung der Moleküle dürfte in ihrem Bestreben liegen, den angreifenden Kräften ein Minimum des Widerstandes zu bieten. Dieses Bestreben kann sich dann äußern, wenn die Moleküle eine Vorzugsrichtung geringsten Widerstandes besitzen, wie z. B. Stäbchen bei Orientierung in der Schubrichtung. Daraus folgt, daß sich die Viskosität der einwirkenden Kraft gemäß einstellt und am geringsten bei bestmöglicher Orientierung sein wird. Diese, von der jeweiligen Kraftwirkung abhängige Viskosität wurde als „dynamische" Viskosität bezeichnet. Die dynamische Viskosität hängt mithin im allgemeinen für Öle von verschiedenem molekularen Bau in verschiedener Weise von der Umlaufsgeschwindigkeit des Lagerzapfens ab. Aus der hydrodynamischen Theorie[4]) ergibt sich ferner, daß die Exzentrizität e von Lagerschale und Zapfen um so kleiner wird, je größer die Viskosität η ist. Da aber die engste Schmierspaltdicke h zunimmt wenn e abnimmt, so folgt, daß die Schmierspaltdicke h mit wachsendem η zunimmt. D. h. der Einfluß der Viskosität auf die Schmierspaltdicke muß bei starker Strömungsorientierung und daraus folgender Viskositätsverringerung zur Schmierspaltverengung führen.

In diesem Sinne wurden in der früheren Untersuchung die abnormen Versuchsergebnisse von Biel[5]) an Voltolgemischen gedeutet. Diese Deutung findet ihre Ergänzung und Bestätigung durch neuere exakte Schmierspaltmessungen von Wolff.[6]) Aus molekularen Betrachtungen ergibt sich die einfache Deutung der reibungsvermindernden Wirkung gewisser Zusätze (z. B. Rizinusöl) zum Schmieröl als Störung der Orientierung, die die dynamische Viskosität vergrößernd, der Verengung des Schmierspaltes entgegenwirkt.

2. Die hydrodynamische Theorie der Schmiermittelreibung

Unter Voraussetzung konstanter Temperatur und Viskosität (η) des Schmiermittels stellt sich nach der hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung eines geschlossenen Lagers mit rotierendem Zapfen der Reibungskoeffizient f in Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit U des Zapfens als eine Kurve der beigezeichneten Form dar (Abb. 1). Beim Werte f_0 des Reibungskoeffizienten, der Reibung der Ruhe, ruht der Zapfen auf der tiefsten Mantellinie des zylindrischen Lagers, von dem er sich mit zunehmender Umlaufsgeschwindigkeit U zunehmend abhebt, indem sich ein immer wachsender Schmierspalt h ausbildet, der mit steigender Drehzahl dem Grenzwerte, gleich der Hälfte des Lagerspiels, zustrebt. Entsprechend dem mit wachsender Drehzahl wachsenden Geschwindigkeitsgradienten dU/dh in der Schmierschicht wächst auch der Reibungkoeffizient f. Umgekehrt muß mit von Null wachsendem Schmierspalt h der Reibungskoeffizient von seinem Ruhewert an abnehmen, d. h. er muß sowohl für $U \to \infty$, wie für $U \to 0$ zunehmen, woraus ein Minimalwert $f_{\min}$ folgt. Weiter ergibt sich aus den theoretischen Ansätzen, daß dieser Wert nur von den Lagerdimensionen abhängt, sich nur um 6 % vom Werte f_0 unterscheidet, daß sich der rechte Kurvenast der Abb. 1 asymptotisch einer durch den

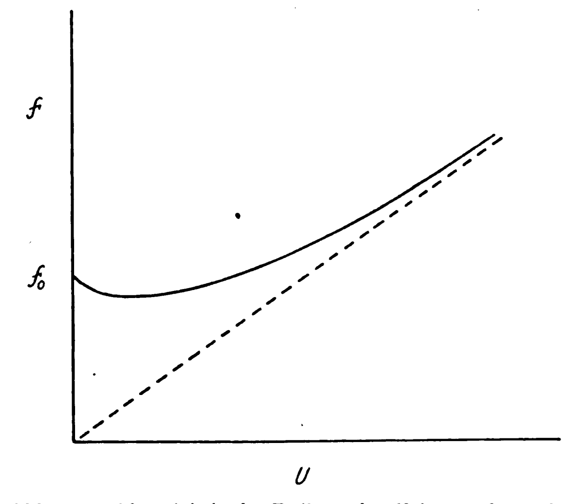


Abb. 1. Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten f von der Umlaufsgeschwindigkeit U der Welle nach der hydrodynamischen Theorie

Anfangspunkt gehenden Geraden nähert, endlich, daß sich der Zapfen mit abnehmender Umlaufgeschwindigkeit senkrecht zur Druckrichtung im Umlaufsinne verlagert.

3. Grundlagen der Theorie. Modifikationen

Die strenge Anwendung der Theorie setzt ideal glatte Flächen von Zapfen und Lager voraus. Zwei ihrer physikalischen Grundannahmen sind die Kontinuität der Materie sowie Konstanz der Viskosität des Schmiermittels bei konstanter Temperatur. Beide Annahmen bedeuten den völligen Ausschluß der Molekularphysik aus der Theorie. Nach dem derzeitigen Stand der Molekularphysik, speziell mit Bezug auf Haftfestigkeit und Orientierung der Moleküle an Oberflächen, sowie auf Gleitungswiderstand in molekularen Bereichen, wobei nur auf die Arbeiten von I. Langmuir[7]) und W. Hardy und I. Bircumshaw[8]) hingewiesen

[4]) A. a. O. Art. Sommerfeld, S. 142, Gleichung (48) und S. 144 unten.

[5]) Zeitschr. des Ver. deutscher Ing. **64** (1920), 449 und 483.

[6]) Über die Schmierschicht in Gleitlagern und ihre Messung durch Interferenz. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens. VDI-Verlag. Berlin 1928.

[7]) Trans. Faraday Soc. **15** (1920), 62.

[8]) Proc. Roy. Soc. (A) **108** (1925), 1.

sei, bedeutet irgendeine Modifikation der hydrodynamischen Theorie, die auf molekulare Vorstellungen verzichtet, grundsätzlich keinen Fortschritt, weil sie nicht die Ursache der Unstimmigkeiten von Theorie und Versuch trifft.

Eine solche Modifikation, die namentlich in der Praxis, und in Verkennung des Sinnes einer Theorie, gelegentlich als theoretischer Fortschritt empfunden wird, ist die Einführung des empirischen Begriffes der „halbflüssigen" Reibung [9]), die zur Erklärung der Reibungserscheinungen im Gebiete links vom Minimum der Abb. 1 erfolgte, in welchem, wie Überlegung und Erfahrung zeigen, mit abnehmender Schmierspaltdicke im praktischen Experiment — im Gegensatz zur Abstraktion der Theorie — molekularphysikalische Vorgänge die beobachteten Wirkungen in zunehmendem Maße bestimmen müssen.

An dieser Stelle sei nur allgemein auf zwei Fehlschlüsse hingewiesen, die hauptsächlich zur Einführung dieses Begriffes geführt haben. Der eine liegt in der unmittelbaren Übertragung von Erfahrungen aus dem Gebiete der Mechanik der Kontinua auf Vorgänge, die sich in einem Gebiete vollziehen, in dem sich bereits die Molekularkräfte äußern, die bekanntlich von ganz anderer Größenordnung sind, als die mit den üblichen Vorrichtungen zu erzeugenden. Alle daraus hergeleiteten Folgerungen für die Deutung der Reibungserscheinungen setzen stillschweigend eine vollständige Disjunktion zwischen Trocken- und Flüssigkeitsreibung voraus ohne Rücksicht auf, das notwendige Auftreten molekularphysikalischer Vorgänge.

Im Anschluß an wirkliche Beobachtungen in groben Fällen von Rauhigkeit des Materials und auf Grund des ausgeführten Analogieschlusses aus der Mechanik der Kontinua wird der Ursprung der scheinbaren Widersprüche zwischen Theorie und Erfahrung zu weitgehend in die unvollkommene Glätte des Lager- und Zapfenmaterials verlegt und auf metallische Berührung geschlossen. Dieses Vorgehen wird mit dem zweiten Fehlschluß empirisch begründet. Es ist in der Praxis üblich, metallische Berührung zwischen Lager und Zapfen durch Schluß eines elektrischen Stromes nachzuweisen, ohne zuvor die Frage zu prüfen, ob zum Stromdurchgang unmittelbare Berührung notwendig ist, bzw. ob nicht die angelegte Spannung erst die Vorbedingungen für Stromdurchgang schafft. Der Johnson-Rahbeckeffekt demonstriert die starken anziehenden elektrostatischen Kräfte, die beim Anlegen einer Spannung auftreten und Stromdurchgang erzwingen können. Umhüllt man anderseits den einen Kontakt eines Kreises aus Akkumulator und Glühlampe mit Mineral- oder Rizinusöl und berührt damit, durch den Tropfen hindurch, sanft den anderen Kontakt, so wird der Strom sofort geschlossen. Angesichts unserer Kenntnisse des Verhaltens von Adsorptionsschichten legt der triviale Versuch jedenfalls eher den Schluß nahe, daß umständlichste Reinigungsoperationen nötig wären, wenn mehrere Molekülschichten einer adsorbierten Oberflächenschicht ein Hindernis für den Stromdurchgang wären und daß wir dann nur in höchst seltenen Fällen praktisch einen Kontakt bekommen würden, für dessen Existenz von Metall zu Metall vor Anlegen des Feldes derartige Versuche mithin nichts beweisen.

4. Die dynamische Viskosität und die Schmierschichtdicke

Wie früher gezeigt wurde [10]), ist eine der wichtigsten Voraussetzungen der unmittelbaren Anwendbarkeit der hydrodynamischen Theorie, die Konstanz der Schmiermittelviskosität bei konstanter Temperatur, keineswegs immer erfüllt. Die Untersuchungen über Strömungsorientierung, die vergleichenden Lagerreibungsversuche an Voltolgemischen und Mineralöl von Biel, endlich molekularphysikalische Überlegungen, ergeben eine ausgesprochene Abhängigkeit der Viskosität von der Molekülform und Zapfenumlaufsgeschwindigkeit bereits bei relativ weitem Schmierspalt (Gebiet rechts vom Minimum). Die starke Abhängigkeit der Orientierung von der Umlaufsgeschwindigkeit läßt aber in den Gebieten engen Schmierspalts links vom Minimum erst recht das Auftreten von Wirkungen vermuten, die die „dynamische" Viskosität stark herabsetzen. Diese Verminderung der dynamischen Viskosität muß alle die Erscheinungen befördern, die in der Praxis als halbflüssige Reibung zusammengefaßt werden und unter Umständen die Betriebssicherheit gefährden. Es ist evident, daß praktisch grundsätzlich eine möglichst dicke Schmierschicht, d. h. ein möglichst weiter Schmierspalt oft wichtiger ist im Interesse der Betriebssicherheit gegenüber zufälligen Störungen (wie Ölverunreinigung, unvollkommene Lagerbearbeitung u. dgl.), als eine Ersparnis an Flüssigkeitsreibungsverlusten wie sie z. B. bei Verwendung besonders gut strömungsorientierender Schmiermittel im Gebiete hoher Drehzahlen rechts vom Minimum zu erzielen ist, bzw. solcher, die aus sehr kleinen Molekülen bestehen, wie die sehr „dünnflüssigen" Öle. Bekannt ist auch — wenn auch keineswegs allgemein anerkannt — die reibungsvermindernde Wirkung gewisser, meist rizinusölhaltiger Zusätze beim Heißlaufen von Lagern als Folge der Vergrößerung der Schmierschichtdicke durch zeitweiligen Zusatz viskoseren Öles.[11]) Die Vorstellung der Wirkungsweise ist die, daß

[9]) Vgl. Gümbel-Everling, Reibung und Schmierung im Maschinenbau. Berlin 1925.

[10]) Vgl. Anmerkung 2.

[11]) Gümbel-Everling, a. a. O. S. 220.

hierbei das Lager aus dem Zustand der „halbflüssigen“ Reibung in den der flüssigen zurückgeführt wird. Die Temperatur sinkt jedenfalls und sofern das Heißlaufen nicht seine Ursache in zu dünnem Öle hatte, kann allmählich wieder mit dem ursprünglichen Öle geschmiert werden. Abgesehen davon, daß die Beseitigung der „halbflüssigen“ Reibung, d. h. im Sinne dieser Vorstellung, der Unebenheiten, auch durch Graphitzusatz möglich sein sollte, erklärt sie nicht, weshalb die Wirkung manchmal bereits bei geringen, die „Viskosität“ praktisch gar nicht beeinflussenden Zusatzmengen beobachtet wird, und wie es kommt, daß diese Wirkung seitens zuverlässiger Beobachter in der Praxis verschiedentlich bestritten wird.

5. Dynamische Viskosität und Molekülbau

Die molekularphysikalische Betrachtung[12]) der hier vorliegenden Möglichkeiten weist den Weg zur Deutung dieser Vorgänge und zur systematischen Beeinflussung des Schmierungsvorgangs. Hinsichtlich der Molekülgestalt sind folgende Hauptklassen von Ölen zu unterscheiden: 1. Hochviskose Mineralöle, in denen sehr lange Moleküle überwiegen. Ihre hohe Viskosität rührt vom Überwiegen großer Mizellen bzw. allgemeiner starker assoziativer Verfilzung her. Bei vorwiegend gesättigten Molekülen (Dichte $d_{18^0} \leqq 0{,}9$) ist bei durch höhere Temperatur oder sonstige Kräfte bewirkter Molekültrennung und entsprechender Strömungsgeschwindigkeit starke Strömungsorientierung zu erwarten. 2. Mittel- oder hochviskose Mineralöle, einheitlich aus kürzeren Molekeln, oder viel kürzere Molekeln enthaltend. Bestehen sie ganz oder wesentlich aus gesättigten Kohlenwasserstoffen, so ist bei höherer Temperatur und wesentlich aufgelöster „Verfilzung“ infolge der lebhafteren Rotationsbewegung und geringeren Orientierungsneigung der kürzeren Moleküle mit einer relativ zu den vorigen Ölen cet. par. verminderten Strömungsorientierung zu rechnen. Dies trifft ganz besonders zu, wenn die Öle ungesättigte, bzw. verzweigte Moleküle enthalten ($d_{18^0} > 0{,}9$). 3. Solartige Öle, bestehend aus einem Grundöl mit kleinen Molekülen und einem mehr oder weniger großen Zusatz an sehr großen und gestreckten Molekülen: gute, wenig gestörte Strömungsorientierung schon bei niederen Drehzahlen. 4. Wenig viskose Mineralöle mit kleinen, wenig gestreckten Molekülen von geringem Orientierungsbestreben. 5. Dipolöle (besonders Rizinusöl), große Assoziationskomplexe (Dielektr. Konst.$_{18^0} = 4{,}65$), überdies mit Neigung zur Mizellenbildung an den Stellen mangelnder Valenzabsättigung wie die ungesättigten Öle der vorigen Klassen. Zerfall in große, stark unsymmetrische Moleküle[13]) mit geringer Orientierungsneigung.

6. Molekülbau und Schmierschichtdicke. Rizinuszusätze

Aus dem Vorstehenden geht hervor, in welchen Fällen und Gebieten der Umlaufsgeschwindigkeit eine Wirkung im Sinne der Erweiterung bzw. Verengung des Schmierspaltes zu erwarten ist und weshalb die Befunde hinsichtlich der Wirkung von Zusätzen geteilt sein müssen.

Je stärker die Neigung zur Strömungsorientierung und damit zur Verengung des Schmierspaltes durch Abnahme der dynamischen Viskosität, um so größer muß der Erfolg orientierungshemmender Zusätze sein, die mengenmäßig gering sein können, da ihre Moleküle, wenn sie nur hinreichend groß sind (ev. durch ihr Mizellenbildungsvermögen, bzw. ihre Dipolassoziation) die Ausbildung orientierter Molekülschwärme stören. Diese Wirkung muß besonders groß sein [namentlich links vom Minimum, Abb. 1[14])] bei Rizinusölzusatz, welches von allen Pflanzenölen am stärksten assoziiert ist und bei dem die durch starken Dipolcharakter bedingte Oberflächenadhäsion der großen, sperrigen Moleküle an den Wänden hinzukommt. Möglicherweise besteht überdies ein Parallelismus zwischen Schmierschichtdicke und Kompressibilität, die beim stark dipolaren Rizinusöl wesentlich geringer ist, als für die übrigen Pflanzenöle und — gleich der Hälfte bis einem Drittel derjenigen der Kohlenwasserstoffe — dem geringen Werte für Wasser äußerst nahe kommt.

Die angeführten Beziehungen zwischen Moleküllänge und Orientierungsvermögen geben auch eine weitere rationelle Begründung für die in einer früheren Arbeit dargelegte Unzweckmäßigkeit der Verwendung extrem viskoser Schmieröle im Explosionsmotor.[15])

Im Sinne der vorangehenden Ausführungen sind sowohl dicke Schmierschichtdicken, als auch geringe Reibung erwünscht. Öle mit überwiegend sehr langen Molekülen vermögen weitgehend beiden Forderungen zu genügen: der nach großer Schmierschichtdicke infolge starker assoziativer Verfilzung

[12]) Vgl. Anmerkung 2.

[13]) Vgl. auch P. Woog, Contributions à l'étude du graissage, Paris 1926, p. 56. Dimensionen des Rizinusmoleküls.

[14]) Links vom Minimum, wo die Schmierschicht sehr dünn, ist deren Verdickung besonders erwünscht und wichtig beim Anlaufen und bei starkbelasteten und niedertourigen Lagern. Die Wirkung ist beiderseits des Minimums entgegengesetzt, links reibungsvermindernd, weil Schmierschicht verdickend, rechts reibungserhöhend, weil Viskosität vergrößernd. Dies zeigt besonders deutlich der Vergleich der Bielschen Mineralölkurven bei 30 und 40° bei Abschätzung der sich einstellenden dynamischen Viskositäten der zwischenliegenden Voltolkurve rechts und links vom Minimum in Englergraden.

[15]) Zeitschr. f. techn. Phys. 10 (1929), 2.

bei niedrigerer Temperatur, der nach geringerer Reibung durch ihre leichtere Orientierbarbeit bei aufgelöster Verfilzung, d. h. bei höherer Temperatur. Solche Öle sind die viskoseren gesättigten Kohlenwasserstofföle. Das Molekulargewicht von 825 (kryoskopisch in Benzol bestimmt), das für ein derartiges Öl (Valvoline AAAX) gefunden wurde, zeigt, um wie lange Moleküle es sich hier handelt. Ihre Eigenschaften können sich in obigem günstigen Sinne bei der Schmierung des Explosionsmotors auswirken und zwar um so mehr, je größer die Temperaturdifferenz ist zwischen den fast unbelasteten Gleitflächen Zylinder/Kolben und den stark belasteten Lagern.

7. Viskosität und Zapfenverlagerung. Lage des Minimums

Auf zwei weitere Punkte der Theorie sei in diesem Zusammenhang hingewiesen. Die theoretische Herleitung der Art der Zapfenverlagerung bei der Rotation hat eine Druckverteilung zur Voraussetzung, die ihrerseits wieder Unabhängigkeit der Viskosität des Schmiermittels vom Geschwindigkeitsgefälle dU/dh voraussetzt. Entsprechendes gilt von der Konstanz des Minimalwertes von f. Die aufgewiesene praktische Unzulässigkeit der Verallgemeinerung dieser Annahme — der Unabhängigkeit der Viskosität vom Geschwindigkeitsgefälle — läßt auch mindestens die Möglichkeit abnormer Zapfenverlagerung und Inkonstanz des Minimalwertes bei dynamischer Viskositätsänderung zu.

8. Schmierspaltmessungen

Die vorstehenden Ausführungen finden ihre experimentelle Bestätigung in exakten Schmierspaltmessungen von R. Wolff[16]), mittels einer Interferenzmethode. Die Messungen umfassen und überschreiten sogar das von Biel[17]) untersuchte Gebiet hinsichtlich der Drehzahl. Der Zapfendurchmesser war nahezu der gleiche, so daß die Messungen praktisch unmittelbar vergleichbar sind. Die Ordinaten der Abb. 2 (nach Wolff) bezeichnen die Dicken der Schmierschicht an ihrer dünnsten Stelle, die Abszissen Umlaufzahlen pro Minute. Eine weitere Variable, die sich automatisch mit Drehzahl und Ölviskosität d. h. Molekülform ändernde Lagertemperatur, erscheint nur mittelbar in der Figur als Schmierspaltverengung mit wachsender Umlaufgeschwindigkeit. Der Einfluß der Orientierung kommt gleichwohl zur Geltung, wenn man berücksichtigt, daß sich die viskosimetrisch gemessenen Viskositäten der untersuchten Öle in Abhängigkeit von der Umlaufzahl, d. h. von der sich jeweils einstellenden Lagertemperatur, nicht überschneiden, ihre Reihenfolge über den ganzen Meßbereich also dieselbe bleibt.

Verwendet wurden Heißdampfzylinderöl, hochviskos, $d_{20°} = 0{,}908$; Voltolöl 5045, weniger viskos und Mineralsommeröl der Reichsbahn $d_{20°} = 0{,}934$, etwas weniger viskos als das Voltolöl. Das für die entwickelten Vorstellungen, wie für die Praxis gleich wichtige ist der sich nach den Viskositätsverhältnissen praktisch (Kurven 1, 2, 3) und auf Grund der Viskositätstemperaturabhängigkeit rechnerisch, nach der hydrodynamischen Theorie [Falz] (Kurven 1a, 2a, 3a) einstellende Schmierspalt.

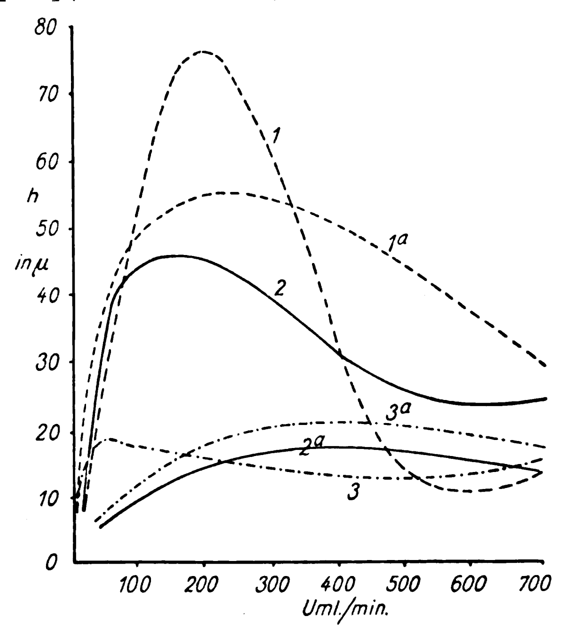


Abb. 2. Abhängigkeit der geringsten Schmierspaltdicke h (in μ gemessen) von der Umlaufzahl/Min. der Welle, nach Wolff
1 Zylinderöl, 2 Mineral-Sommeröl, 3 Voltolöl — gemessen; 1a, 2a, 3a berechnet

Das Heißdampfzylinderöl der Klasse 2, seiner niedrigen Dichte nach wesentlich aus gesättigten oder doch nur schwach ungesättigten Molekülen bestehend (MG. 410), zeigt von 200 Uml./min. an starke Abnahme des Schmierspalts, die im Gebiet starker Auflösung der Mizellen soweit geht, wie die nach seiner molekularen Zusammensetzung zu erwartende starke Orientierung voraussehen läßt.

Beim Mineralsommeröl, seiner Dichte nach aus stärker ungesättigten Molekülen, geringeren Symmetriegrades bestehend, MG. 408, ebenfalls Klasse 2 zugeordnet, und beim Voltol (MG. 370) sind die Verhältnisse der experimentellen Schmierspaltdicken bei allen Drehzahlen gegen die berechneten geradezu vertauscht. Beim Voltolöl sind die Spaltdicken, erwartungsgemäß über das ganze Drehzahlgebiet am geringsten und gleichmäßigsten. Das Mineralsommeröl zeigt, wie seinem Charakter nach zu erwarten, die dicksten Schmierspalte. Bei

[16]) Vgl. Anmerkung 6.
[17]) Vgl. Anmerkung 5.

Voltol und Sommeröl ist der Vergleich besonders einfach und der Orientierungseffekt auf die Schmierschichtdicke besonders deutlich, wenn man z. B. die Drehzahl 600 betrachtet, bei der für beide Öle die Lagertemperatur ungefähr die gleiche ist, der Schmierspalt sich jedoch beim Sommeröl trotz seiner etwas geringeren Englerviskosität nahezu doppelt so dick einstellt, wie beim Voltol. Die Beispiele zeigen auch deutlich, bei welchen Ölen orientierungsstörende Zusätze die stärkste schmierschichtverdickende, also gegebenenfalls kühlende bzw. sicherheiterhöhende Wirkung haben müssen. Diese Beispiele weisen weiter darauf hin, daß aus Gründen der Strömungsorientierung größere Ölviskosität nicht unbedingt größere Betriebssicherheit bedingt.

Allgemein wird die Dicke der Schmierschicht durch Umlaufsgeschwindigkeit und dynamische Viskosität bestimmt. Diese ist abhängig sowohl von der ersteren, als auch von der Temperatur. Der Temperatureinfluß ist wieder von zweierlei Art: Temperatursteigerung ist der Orientierung förderlich, insofern sie mehr Einzelmoleküle freimacht, bzw. ihre mechanische Trennbarkeit und damit ihre Orientierbarkeit fördert. Anderseits wächst mit steigender Temperatur die Rotationsbewegung der Moleküle, die sich der Orientierung widersetzt. Hieraus ergibt sich ein Maximum der überhaupt möglichen Orientierung bei gegebener Temperatur und Drehzahl. Von diesem Maximum kann man wenigstens so viel sagen, daß es bei einem Öl vom Charakter des Zylinderöles jedenfalls bei relativ höherer Temperatur (wegen der Freimachung einer hinreichend großen Zahl Einzelmoleküle) und Drehzahl (wegen der gleichzeitig stärkeren Rotationsbewegung der Moleküle) liegen wird, als beim Voltol, welches mehr Solcharakter hat, und demzufolge keiner so starken Temperaturerhöhung zur Freimachung gut orientierbarer Teilchen bedarf. Diese Orientierungsmaxima müssen auf den Wolffschen Kurven ungefähr die Minima der Schmierspalte sein; sie liegen in dem eben ausgeführten Sinne zueinander.

Präzisere Vorstellungen über den möglichen Verlauf der Strömungsorientierung mit Variation von Temperatur und Umlaufgeschwindigkeit bei verschieden gearteten Ölen sollen hier nicht entwickelt werden, da ihre konkrete Anwendung die Kenntnis weiteren experimentellen Tatsachenmaterials zur Voraussetzung hat. Dies soll u. a. mittels der Wolffschen Apparatur an wohldefinierten Ölen gewonnen werden. Aus demselben Grunde mögen auch Deutungsversuche der Schmierspaltmaxima und ihrer Lage unterbleiben. Unter Hinweis auf die früheren molekularphysikalischen Betrachtungen[18]) über die Abhängigkeit der Viskosität von der Molekülgröße bei den gesättigten Kohlenwasserstoffen, sei nur daran erinnert, daß es bisher allgemein gerade das Ziel der Untersuchungen über Viskosität war, dynamische Effekte möglichst bei ihrer Messung auszuschließen. Es ist gar nicht zu erwarten, daß die Viskosität höhermolekularer wie der hier untersuchten Öle in irgendeinem vorkommenden Temperatur- und Geschwindigkeitsgebiet unabhängig von der Molekülart und den wirkenden äußeren Kräften ist. Die maximale Orientierung ist nur ein besonders einfacher und übersichtlicher Fall der vorliegenden Abhängigkeit. Immerhin sei darauf hingewiesen, daß auch die Abweichungen der Stribeckschen Kurven von der Theorie bei höheren Drehzahlen (vgl. Ostwalds Klassiker, Nr. 218, S. 151 und 188—189) im Sinne einer Abnahme der Viskosität durch Orientierung liegen.

Es ist nicht als Versagen der Theorie zu betrachten, wenn sich die Abhängigkeit der Viskosität von den angeführten Faktoren auch in den von Wolff beobachteten abnormen Zapfenverlagerungen und dem von Biel gefundenen regelmäßigen Sinken des Minimalwertes des Reibungsfaktors wiederfindet.

Wie schon früher und auch in den einleitenden Paragraphen der vorliegenden Untersuchung bemerkt wurde, ist besonders im Gebiet links vom Minimum (Abb. 1) mit dem Einfluß der verschiedensten Moleküleigenschaften zu rechnen.[19]) In der Strömungsorientierung liegt nur ihre prominenteste vor, deren Wirkung sich über das ganze Gebiet erstreckt und zahlreiche Beobachtungen erklärt.

Es ist kaum zweifelhaft, daß die Strömungsorientierung die physikalische Eigenschaft ist, die dem verschiedenen Grade der von W. H. Herschel als „oiliness" definierten Eigenschaft zugrunde liegt. Definiert doch dieser Autor als „oiliness" diejenige Eigenschaft, die einen Unterschied in der Reibung verursacht, wenn zwei Schmiermittel von gleicher Viskosität bei der Temperatur der Schmierschicht unter identischen Bedingungen verwendet werden.

9. Zusammenfassung

Die Diskussion der hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung und ihrer Grundannahmen zeigt, daß jede Modifikation der Theorie zwecks allgemeiner Anpassung an die Beobachtung grundsätzlich molekularphysikalische Erscheinungen in Betracht ziehen muß. Es wird weiter gezeigt, daß eine der Grundvoraussetzungen der Theorie, die Unabhängigkeit der Zähigkeit des Schmiermittels von der Zapfengeschwindigkeit nur in besonderen Fällen hinreichend erfüllt ist. Daß diese

[18]) Vgl. Anmerkung 2.

[19]) Vgl. auch die Untersuchung von S. Kiesskalt, Zeitschr. f. techn. Phys. 9 (1928), 207.

wirklich bestehende Abhängigkeit, die dynamische Zähigkeit, bestimmend für den Schmierungsvorgang ist, zeigen molekularphysikalische Betrachtungen, die sich in guter Übereinstimmung mit Schmierspaltmessungen von Wolff befinden. Starke Strömungsorientierung führt nach Theorie und Beobachtung zu geringen Schmierschichtdicken. Ausgehend von der praktischen Wichtigkeit großer Schmierschichtdicken werden die Gesichtspunkte zu ihrer Erzielung durch orientierungsstörende Zusätze entwickelt. Auf dieser Grundlage wird die reibungsvermindernde („Kühl"-) Wirkung geringer Pflanzenöl- speziell Rizinusölzusätze durch Störung der Strömungsorientierung und Vergrößerung des Schmierspaltes erklärt. Theorie und Versuch zeigen, daß größte gemessene Ölviskosität nicht notwendig größte Schmierschichtdicke im betriebswichtigsten Drehzahlgebiet zur Folge hat.

(Eingegangen am 17. Dezember 1928)

Über die elektrolytische Herstellung von Photozellen und deren Verwendung

Von L. Márton und E. Rostás

(Aus dem Forschungslaboratorium Tungsram der Vereinigten Glühlampen und Elektrizitäts A. G. Ujpest bei Budapest)

Inhalt: Beschreibung einer für die Massenfabrikation geeigneten photoelektrischen Zelle mit elektrolytisch eingeführtem Natrium als Kathode, nebst deren Anwendung für die Ausfallprüfung von Glühlampen. — Eine auf den Natrium-Spiegeln auftretende merkwürdige Schattenerscheinung wird erwähnt und einige Beobachtungen über die elektrolytische Einführung von Kalium werden mitgeteilt.

Die Elektrolyse des Glases stellt eine interessante Methode dar, welche man wissenschaftlich und technisch mannigfaltig verwenden kann. — Eine dieser Anwendungen, die Herstellung von Photozellen, wird hier näher beschrieben. — Infolge der Vervollkommnung und allmählichen Verbreitung der elektrischen Bildübertragung, ist heute für die Photozellen ein starkes Interesse vorhanden. — Die neue Zelle dürfte daher auch für Radiofachleute willkommen sein.

a) Photozellenherstellung

Im Laufe anderer Versuche, bei denen die Glaselektrolyse in ihrer von Loebe und Ledig[1]) beschriebenen Form angewandt wurde, tauchte der Gedanke auf, diese sehr elegante Form der Natriumgewinnung zur Herstellung von Photozellen zu benützen.[2]) Die angestellten Versuche haben unserer Erwartung vollkommen entsprochen und wir erhielten bald ganz brauchbare Photozellen. Die Anordnung für die Elektrolyse war dabei der von verschiedenen Autoren gebrauchten gleich (s. Abb. 1). Zur Ausführung des Versuches verwendeten wir gewöhnliche bleifreie Glühlampenkolben, die bis auf ein kleines Fenster inwendig versilbert wurden. Ein geeignet eingeschmolzener Stromzuführungsdraht sorgte für den Kontakt mit der Silberschicht. In den so vorbereiteten Kolben wurde ein normales Glühlampengestell eingeschmolzen, welches mit einem spiraligen W-Faden für 12—16 V (50 Watt) versehen war. Die Versuche wurden teils unter ständigem Pumpen, teils an vorher gepumpten und „abgestochenen" Photozellen ausgeführt. Es wurden sowohl Vakuum-Photozellen, wie

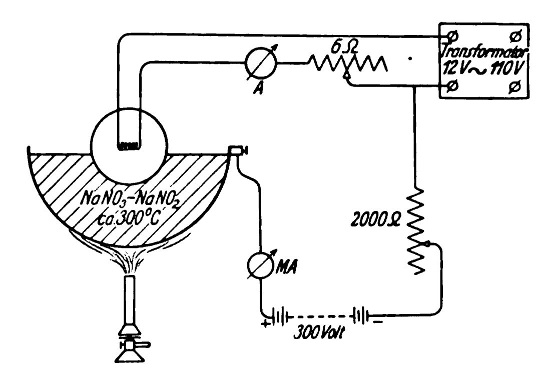


Abb. 1. Elektrolysenanordnung

auch mit etwa 3—5 m/m Argon gefüllte hergestellt. Im Mittel kamen 50—100 mg Na in eine Zelle.

Später sahen wir ein, daß man die Dimensionen der Zelle stark herunterdrücken kann, wobei, bei geeignet angebrachter Kühlung, das Natrium in einer zusammenhängenden Schicht kondensierte. Das ist natürlich eine große Vereinfachung der Zellenherstellung; die Versilberung wird unnötig und nachdem wir festgestellt haben, daß eigens für die Photozellen hergestellte bleifreie Glühlampengestelle eine ausreichende Isolierung der eingeführten Elektroden sichern, konnten wir zur Herstellung der im folgenden kurz zu beschreibenden technisch brauchbaren Photozelle schreiten.

Die Zelle besteht (Abb. 2 u. 3) aus einem kugelförmigen Kolben aus bleifreiem Glase, in welchem ein ebenfalls bleifreies Glühlampengestell mit drei Elektroden eingeschmolzen ist. Zwei Elektroden tragen den Glühfaden, die dritte (mittlere) Elektrode ist durch ein Platinmantel- oder

[1]) Loebe und Ledig, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 287. — Siehe auch Pirani und Lax, Zeitschr. f. techn. Phys. **3** (1922), 232. — P. Selényi, Ann. d. Phys. **84** (1927), 11.

[2]) Bei Beginn dieser Versuche (Ende 1925) hatten wir keine Kenntnis von der analogen Arbeit von R. C. Burt, Phil. Mag. (6) **49** (1925), 1168 erst bedeutend später wurde sie uns bekannt.

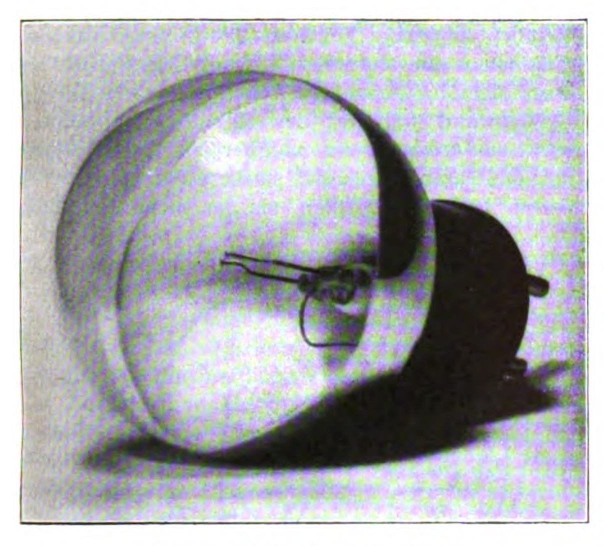


Abb. 2. Photozelle (nat. Größe)

Kupfermanteldrahtstück verlängert zur Glaswand hingebogen. Beim Einschmelzen des Gestelles klebt dieses Verlängerungsstück fest an der Glaswand. Nach Evakuierung und Sockelung der Zellen mit den gewöhnlichen Elektronenröhrensockeln wird die Na-Elektrolyse vorgenommen,

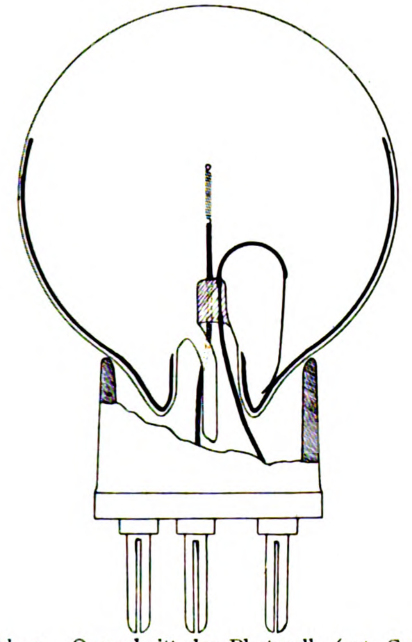


Abb. 3. Querschnitt der Photozelle (nat. Größe)

wobei die zur Kondensation des Natrium bestimmten Teile der Zelle durch einen starken Luftstrom gekühlt werden. Nach einem anfänglichen Reinbrennen geht die Elektrolyse rasch vonstatten.

Die Eigenschaften der so hergestellten Zellen sind denen der auf andere Weise hergestellten vollkommen gleich. Die langwellige Grenze konnten wir zu etwa 5500 Å.-E. bestimmen; für weißes Licht[3]) beträgt ihre Empfindlichkeit im Mittel:

$$3 \cdot 10^{-10} \text{ Amp. pro Meterkerze}$$

Einige Zellen, die nach Art der Elster-Geitelschen in Wasserstoffentladung „aktiviert" wurden, zeigten etwa die doppelte Empfindlichkeit.

Nachdem die Herstellung von Natriumzellen so gut ging, dachten wir natürlich auch an die Herstellung von Kaliumzellen. Zuerst versuchten wir die Elektrolyse desselben bleifreien Kolbenglases, wobei der Kolben statt in Natron- in eine Kalisalpeterschmelze getaucht wurde. Dabei sprangen die Kolben regelmäßig in der Ebene der Salpeter-Oberfläche, — ein Ergebnis, welches durch Überführung des Natronglases in Kaliglas durch die Elektrolyse und die dabei an der Übergangsstelle „Natronglas-Kaliglas" auftretenden Spannungen leicht seine Erklärung findet. Wir dachten dem zuerst durch langsames Herausziehen des Kolbens aus der Schmelze während der Elektrolyse abhelfen zu können, jedoch gelang es uns nicht, auf diese Weise einen entsprechend kontinuierlichen Übergang der einen Glasart in die andere zu erreichen: die Kolben sprangen noch immer. Nun wiederholten wir unsere Versuche mit den käuflichen Kaligläsern (den sog. Verbrennungsröhren), später dann mit verschiedenen in der Tokoder Glasfabrik A. G., Tokod (Ungarn) hergestellten Kaligläsern[4]), jedoch mit dem einzigen Ergebnis, daß zu einer gleichwertigen Herstellung von Kaliumzellen der Na-Gehalt des Kaliglases unter 0,1 % gebracht werden müßte, was technisch ziemlich schwer erreichbar erscheint.

b) Nebenerscheinungen bei der Elektrolyse

Die Ausführung der Elektrolyse in ihrer oben beschriebenen Form wurde regelmäßig von einer sehr auffallenden ungleichmäßigen Kondensation des Natriums begleitet. Normalerweise kondensiert das Natrium bei der starken Luftkühlung des Glases mit einer matten Oberfläche, wogegen es unter sonst gleichen Bedingungen an bestimmten Stellen mit einer spiegelnden Oberfläche kondensiert. Die beiden Gebiete verschiedener Kondensation sind durch scharfe Grenzen getrennt. Abb. 4 und 5 geben die Erscheinung wieder, *a* ist die gleichmäßige matte Na-Oberfläche, *b* die spiegelnde. Bei dem abgebildeten Versuch wurde ein Glimmerblättchen *c* auf die Elektroden geschoben, wie es auch aus Abb. 6 ersichtlich ist. Nun ist das Merkwürdige am Phänomen, daß die Grenzen der mit *b* bezeichneten spiegelnden Flächen ganz ge-

---

[3]) Glühlampe mit etwa 2700° K Fadentemperatur als Lichtquelle.

[4]) Wir sprechen Herrn Dr. O. Knapp, Tokod, auch an dieser Stelle unseren Dank aus für seine Hilfe bei diesen Versuchschmelzen.

nau durch zentrale Projektion vom Punkte *d* des Glühfadens entstanden gedacht werden können, indem alles, was im Schatten des Punktes *d* liegt, spiegelnd ist. Die Stelle *d* des Fadens liegt ungefähr in 2,0 mm Entfernung von der Schweißstelle; bei der maximalen Fadentemperatur von etwa 2400° K. und 0,20 mm Fadendurchmesser ergibt eine rohe Abschätzung [5]) ungefähr 1400° K. als Temperatur dieser Stelle.

Zur Deutung dieses Phänomens haben wir mannigfache Versuche angestellt, allerdings, wie wir gleich einleitend bemerken wollen: ohne eine Erklärung gefunden zu haben. Die allererste Annahme, daß das Natrium bei der Elektrolyse zuerst zum Punkte *d* hinwandert und von dort wieder verdampft, scheint ganz unhaltbar zu sein. Diese Erklärung würde die Anwesenheit von Na-

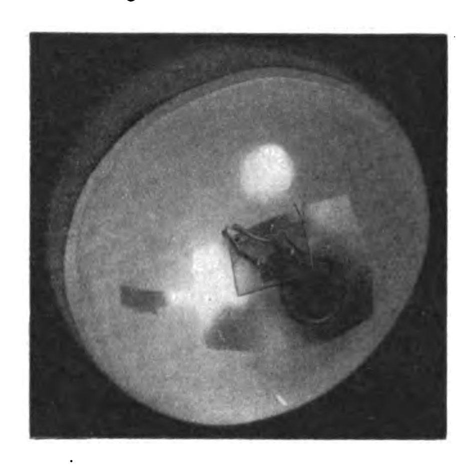


Abb. 4. Photographie der „Schattenerscheinung" (nat. Größe)

Ionen fordern; — es ist aber anzunehmen, daß alle aus der inneren Glasfläche austretenden Na-Ionen gleich von den ankommenden Elektronen neutralisiert werden. Auch scheint der Effekt nicht von der Polarität der Stelle *d* abzuhängen, denn sehr oft wurden zwei „Schatten" beobachtet, entsprechend den zwei gleichtemperierten Stellen des Fadens in der Nähe beider Elektroden. Dabei kann der Effekt auch nichts mit der Elektronenemission des Fadens zu tun haben, da bei 1400° K. nicht nur die Wolframemission, sondern auch die Thoriumemission [6]) verschwindend klein ist.

Eine andere Erklärungsmöglichkeit haben wir in der sich anfänglich abspielenden Reinbrenn-Erscheinung gesucht, indem wir annahmen, daß eine dabei erfolgende Beeinflussung der Kolbenwand, von irgendwelcher Art, die verschiedenen Kondensationsformen des Natriums verursacht. Es ist so ziemlich allgemein bekannt, daß in einer Vakuumglühlampe ein ähnlicher Vorgang stattfindet, wie dies folgender Versuch beweist: Wenn ein Teil der Kolbenwand während des Reinbrennens bedeckt wird, so erfolgt beim nachherigen Dauerbrennen der Glühlampe eine viel stärkere Schwärzung der vorhin bedeckten Stellen, als der nicht gedeckten.

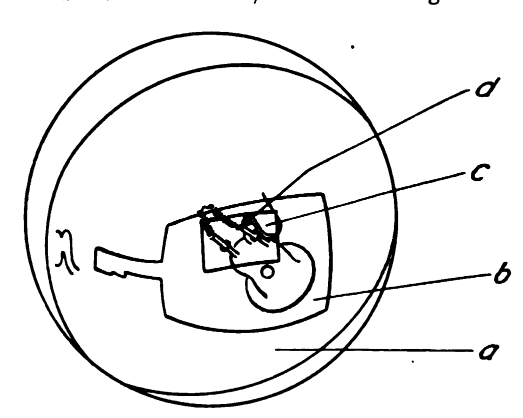


Abb. 5. Konturenzeichnung nach Abb. 4

Der analoge Versuch bei der Natriumelektrolyse ergab ein negatives Resultat. Die beim Reinbrennen mit Glas bedeckten Stellen zeigten keine Beeinflussung der Natriumkondensation.

Zur Vervollständigung der Beschreibung des Effektes sei noch hinzugefügt, wie die in Aufsicht spiegelnden Teile der Natriumoberfläche sich in

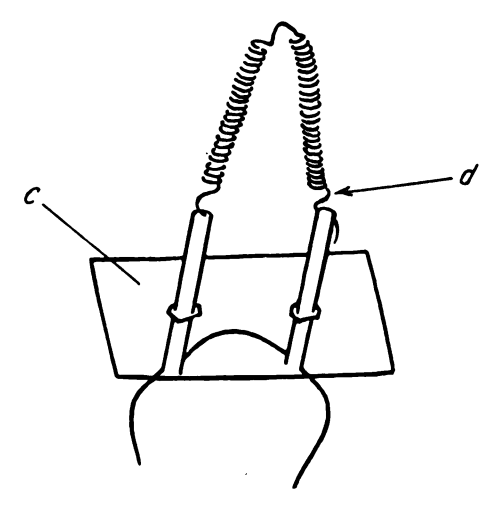


Abb. 6. Gestell mit Faden und Glimmerblatt

Durchsicht verhalten. Bei Verfolgung einer Elektrolyse erscheinen sie anfänglich bei kleinen Na-Schichtdicken weniger gedeckt, als die übrigen Teile. Die Deckung nimmt aber mit wachsender Schichtdicke zu, und bei einer Schichtdicke von etwa 2—5 μ erscheinen die spiegelnden Teile schon stärker gedeckt, als die übrigen.

---

[5]) Nach Forsythe und Worthing, Astrophys. Journ. **61** (1925), 153.

[6]) Verwendet wurden ständig thorierte Wolframfaden.

Daß der Effekt nicht von unserer speziellen Versuchsanordnung bedingt sein kann, glauben wir dadurch erwiesen, daß zwei von Herrn Dr. R. C. Burt, Pasadena (U. S. A.) durch Elektrolyse hergestellten Photozellen, die er uns freundlicherweise überlassen hat, Spuren desselben Effektes zeigen.

c) Anwendung der Photozellen zur Photometrierung

Die im vorangehenden beschriebenen Photozellen besitzen natürlich nicht die Empfindlichkeit der für wissenschaftliche Zwecke mit großer Sorgfalt hergestellten Kaliumhydridzellen und können deshalb für solche Zwecke keine Anwendung finden. Sie sind dagegen ein vorzügliches Mittel für technische Untersuchungen, wo nicht große Empfindlichkeit, sondern objektiver Vergleich verschiedener Lichtintensitäten verlangt wird. Ein solcher Fall liegt vor bei der Glühlampenphotometrierung, wie es bereits vor Jahren von verschiedenen Seiten erkannt wurde.[7]) Da die Anordnung, zu welcher wir gelangt sind, von den in der Literatur beschriebenen in mancher Hinsicht abweicht, so soll sie hier kurz erörtert werden.

Ohne weiteres läßt sich die Photozelle nicht zur Photometrierung weißer Lichtquellen verwenden, infolge ihrer von der der Augen stark abweichenden Farbenempfindlichkeit. Zwar läßt sich dieses Ziel durch Anwendung von Farbenfiltern annähern, jedoch verzichteten wir darauf, indem wir uns auf die Vergleichung von Lichtquellen gleicher Farbtemperatur beschränkten. Das bedeutet aber eine Beschränkung auf die Prüfung von Lampen gleicher Type durch Vergleich mit einer Normallampe von derselben Type, und zwar bei konstanter Spannung. Die Fadentemperaturschwankungen innerhalb einer Type sind so klein, daß sie die Meßgenauigkeit kaum beeinflussen: die hierdurch entstandenen Fehler werden weiter unten abgeschätzt und berücksichtigt. Im wesentlichen beantwortet also die Anordnung die Frage, ob eine Lampe in die vorgeschriebenen Toleranzen fällt, oder nicht.

Für die Zwecke solcher betriebsmäßiger Messungen kommt die Anwendung sehr empfindlicher Galvanometer kaum in Betracht. Wir verzichteten daher auf eine direkte Messung der Photoströme, indem weniger empfindliche Instrumente in Verbindung mit Verstärkeranordnungen angewandt wurden.

Prinzipiell kann die Verstärkung durch Elektronenröhren auf zwei Arten erfolgen, u. zw.: mit dem Gitter der Verstärkerröhre wird

1. die Anode der Photozelle, oder
2. die Alkalikathode verbunden.

Die erste Schaltung erlaubt die Erreichung von 10^6—10^7-fachen Verstärkungen[8]), gegenüber der etwa 10^3-fachen der zweiten. Für uns kam aber in erster Linie nicht die hohe Verstärkung, sondern die genaue Reproduzierbarkeit der Verstärkung und Stabilität der Anordnung in Betracht, weshalb wir uns der in dieser Hinsicht günstigeren zweiten Möglichkeit zugewandt haben.

Wichtig ist noch zu erwähnen, daß wir ständig mit Kompensation des Anodenruhestromes gearbeitet haben. — Dies war auch nötig, denn sonst wäre kein entsprechend empfindliches Instrument ($\sim 10^{-7}$ A-Sec)[9]) anwendbar gewesen.

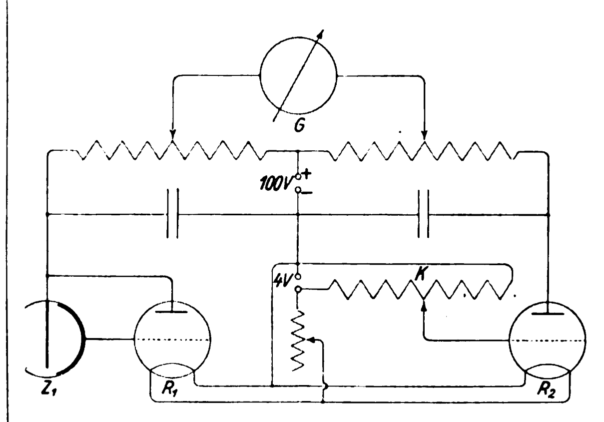


Abb. 7. Verstärkeranordnung mit elektrischer Kompensation

Die Form, die die Anordnung angenommen hat, ist aus Abb. 7 zu ersehen. Die Kompensation erfolgt mit Hilfe einer zweiten Röhre R_2, deren Gitterspannung mittels des Potentiometers K variiert werden kann. Die Anordnung der zweiten Röhre hat den Vorteil, von den Spannungsschwankungen der Batterie unabhängiger zu werden, da die beiden Röhren durch dieselben in gleicher Weise beeinflußt werden. Später sind wir dazu übergegangen, die Kompensation durch eine zweite, von einer Standardlampe gleicher Type ständig belichtete Photozelle Z_2 zu erreichen (Abb. 8). Dies hatte den Zweck, auch von den Schwankungen der Lampenspannung unabhängig zu werden, indem die Standardlampe von derselben Stromquelle gespeist wurde, wie die zu prüfende Lampe.

Die ganze Anordnung wurde in einer inwendig mit Messingblech ausgekleidete Kiste untergebracht, wobei die Belichtung der Photozellen durch Fenster mit kontinuierlich regulierbaren Blenden, erfolgte. Die Anordnung

[7]) Zum Beispiel: F. K. Mess, Gen. El. Rev. **27** (1924), 592. — Campbell and New, Journ. Scient. Instr. **2** (1925), 177; **3** (1925), 2. — J. Koppel, Licht und Lampe 1926, 203.

[8]) S. z. B. M. Schein, Ann. d. Phys. (4) **85** (1928), 257, wo auch reiche Literaturübersicht.

[9]) Z. B. Pyrometerinstrument von Siemens.

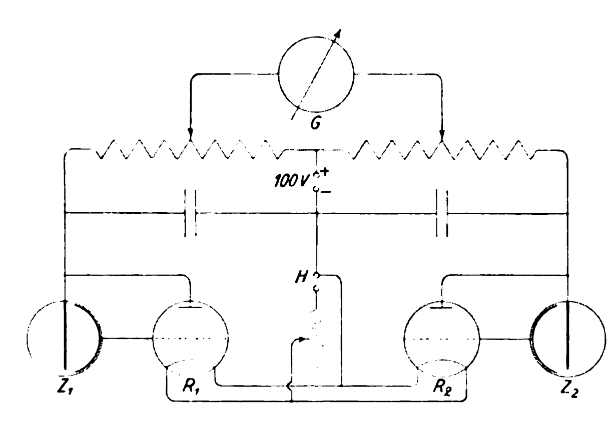


Abb. 8. Verstärkeranordnung mit Photozellenkompensation

ist in dieser Form für gleichfarbige Lichtquellen dem Photometerkopfe des optischen Photometers gleichwertig. Betriebsmäßige Messungen haben ihre Brauchbarkeit und Zuverlässigkeit vollkommen erwiesen, wie dies z. B. aus folgendem versuchsweisen Vergleich des optischen und des Zellenphotometers ersichtlich ist.

Abweichungen in Volt.	−3	−2	−1	0	+1	+2	+3
Stückzahl	—	3	23	87	120	37	7

Diese Versuche wurden auf folgende Weise ausgeführt: vor dem einen Fenster des Zellenphotometers wurde die Standardlampe, vor dem anderen die Ulbricht'sche Photometerkugel mit der zu prüfenden Lampe angebracht. Gemessen wurden 277 St. 125 Volt — 40 Watt gasgefüllte Lampen, die vorher optisch nicht auf konstante Spannung, sondern auf konstante Kerzenstärke photometriert wurden. Mit dem Zellenphotometer wurde deshalb auch auf dieselbe Weise gemessen, wobei eine beliebig herausgegriffene Lampe als Standard-

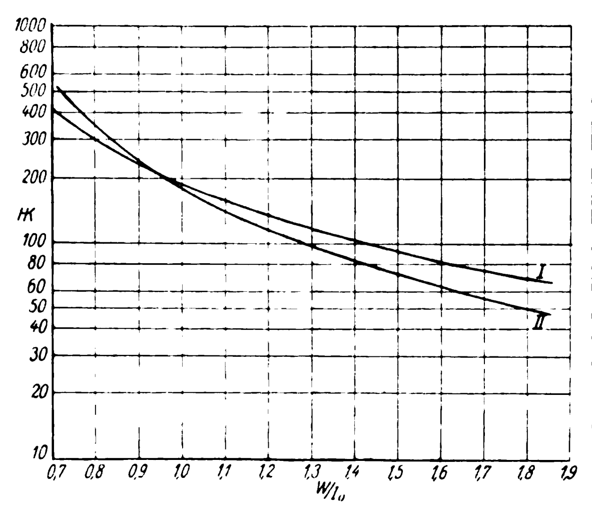


Abb. 9. Fadentemperatureinfluß. — Kurve I optich gemessen, Kurve II gemessen mit Photozelle ohne Filter

lampe diente. Die Zahlen ergeben keine große Streuung — die systematische Abweichung von ungefähr ein Volt rührt vom Meßfehler der willkürlich gewählten Standardlampe her.

Um den Einfluß der Fadentemperatur auf die Angaben des Zellenphotometers zu prüfen, wurde folgender Versuch ausgeführt: Eine 220 Volt — 200 Watt gasgefüllte Lampe wurde evakuiert und nachher ihre sphärische Kerzenstärke und ihr Wattverbrauch bei verschiedenen Spannungen mit dem optischen Photometer bestimmt. Dasselbe wurde dann mit dem Zellenphotometer wiederholt, indem die ganze Apparatur an Stelle des Photometerkopfes gesetzt und durch Verschieben das Galvanometer auf einen konstanten Ausschlag gebracht wurde. Das Ergebnis ist aus Abb. 9 zu ersehen, welche so zustande kam, daß die Angabe

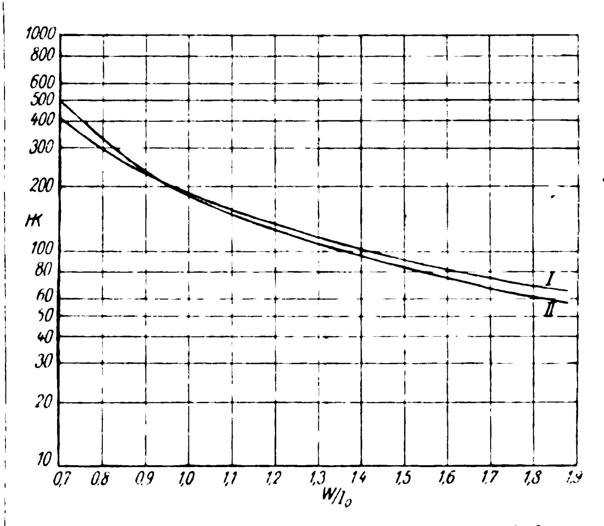


Abb. 10. Fadentemperatureinfluß. — Kurve I optisch gemessen, Kurve II gemessen mit Photozelle und Grünfilter

des Zellenphotometers bei 180 Volt als gleich mit der des optischen angenommen wurde. Der Abb. 9 ist z. B. folgendes zu entnehmen: Bei einem spezifischen Wattverbrauch von 0,95 entspricht einer Änderung desselben von ± 6% (d. h. ± 3% in der Spannung) eine Abweichung von ± 5% zwischen den Angaben beider Photometer. — Würden solche Abweichungen in den Angaben des Photometers bei der Lampenprüfung tatsächlich vorkommen, so wäre die ganze Anordnung unbrauchbar, da das oben erwähnte Beispiel gerade der Fabrikationstoleranz entspricht. Allerdings wird der hierdurch bedingte Fehler praktisch ganz aufgehoben dadurch, daß, bei der Einstellung des Galvanometers auf die Toleranzgrenzen die Standardlampe in entsprechendem Maße über-, bzw. unterspannt wird.

In manchen Fällen ist es trotzdem wünschenswert, diesen möglichen Fehler schon im vorhinein auszuscheiden, was auch durch Verwendung von

Farbenfiltern in ziemlich hohem Grade erreicht werden kann. Die auf solche Weise ausgeführten Messungen ergaben in der Tat viel bessere Übereinstimmung zwischen optischem und Zellenphotometer (Abb. 10), trotzdem mangels geeigneter Filter nur ein zufällig vorhandenes Grünfilter verwendet wurde. Wie aus Abb. 10 zu ersehen ist, beträgt die Abweichung bloß 11% bei einer Wattitätsänderung von 0,95 auf 1,85 gegenüber von 40% ohne Filter.

Zusammenfassung

Die Anwendung der Glaselektrolyse zur Herstellung photoelektrischer Zellen ergibt eine sehr einfache Methode zu ihrer Massenfabrikation. Wenn auch die so hergestellten Zellen nicht die Empfindlichkeit der sonst gebrauchten erreichen (mittlere Empfindlichkeit: $3 \cdot 10^{-10}$ Amp/Meterkerze) so erweisen sie sich doch für technische Zwecke als ein sehr brauchbares Hilfsmittel. Unter den zahlreichen Anwendungen wird die Glühlampenphotometrierung herausgegriffen und eine diesem Zwecke dienende Anordnung beschrieben.

Bei der Elektrolyse beobachtet man oft eine merkwürdige „Schattenerscheinung", die in einer ungleichmäßigen Kondensation des Natriums besteht. Die angestellten Versuche ergeben keine Erklärung für dieses Phänomen.

Bruxelles, Faculté des sciences appliquées, Université (L. M.),

Paris, Les Laboratoires Standard, (E. R.).

(Eingegangen am 21. Dezember 1928)

Über die Trägheitsfehler des Schalenkreuz-Anemometers bei schwankender Windstärke

Von O. Schrenk

(Mitteilungen aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Strömungsforschung)

Inhalt: Art der auftretenden Fehler. Experimentelle Drehmomentsbestimmung am rotierenden Schalenkreuz. Berechnung des Nachhinkens der Gerätanzeige bei sprunghaft sich ändernder Windstärke. Abschätzung der Mittelwertsfehler bei periodischen Windschwankungen. Zahlenbeispiele. Anwendungen.

1. Einleitung

Verschiedenen meßtechnischen Vorzügen des Robinsonschen Schalenkreuzes steht eine durch die Massenträgheit bedingte Meßunsicherheit gegenüber, die sich im Nachhinken bei veränderlicher Windgeschwindigkeit und vor allem in einer unrichtigen Mittelwertsbildung bei periodischen Windschwankungen äußert (die Geschwindigkeit wird zu groß gemessen).

Der Versuch, die Windkräfte auf einzelne Halbkugelschalen (Abb. 1) als Grundlage für die Abschätzung dieser Fehler heranzuziehen, erweist sich aus rechnerischen und aerodynamischen Gründen als wenig erfolgversprechend.

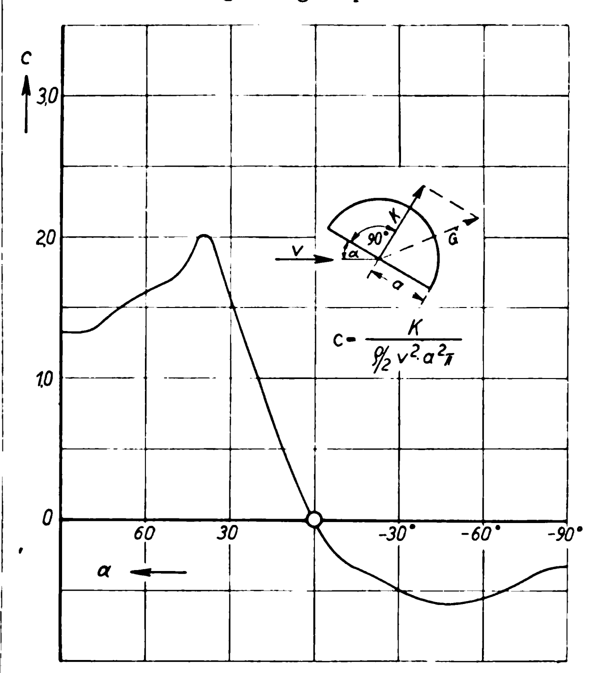


Abb. 1. Ergebnis von Anblaseversuchen mit hohlen Halbkugelschalen: Die zur Äquatorebene senkrechte Komponente K der aerodynamischen Gesamtkraft G in Abhängigkeit von α, gemessen an einer Kugelschale von $2a$ = 200 mm Durchmesser bei v = 30 m/sec Windgeschwindigkeit. Das Ergebnis ist in seiner dimensionslosen Form von den speziellen Werten von v, a, ϱ (Dichte des strömenden Mediums) und η (innere Reibung) in weiten Grenzen unabhängig [1])

Eine durch ihre Einfachheit und Anschaulichkeit wertvolle Abschätzung[2]) der aerodynamischen Kräfte liefert ein vereinfachtes System aus zwei ruhenden, gegenüberliegenden Schalen, vgl. Abb. 2. Diese werden mit den Relativgeschwindigkeiten $v - u$ und $v + u$ der wirklichen Schalen in den entsprechenden Stellungen (v = Windgeschwindigkeit, u = Umfangsgeschwindigkeit des Kreuzes im Abstand r) angeblasen. Man nimmt an, daß das Drehmoment des Ersatzsystems mit dem auf alle 4 Schalen ausgeübten (über $^1/_4$ Umlauf gemittelten) Drehmoment des wirklich umlaufenden Kreuzes übereinstimmt. Das Ersatzdrehmoment ist einfach

$$M = r(K_1 - K_2).$$

K_1 und K_2 sind die der Abb. 1 entsprechenden Kräfte für $\alpha = +90°$ und $\alpha = -90°$; damit erhält man:

$$M = \frac{\varrho}{2} a^2 \pi r (1{,}33 (v - u)^2 - 0{,}33 (v + u)^2)$$

[1]) Die Messungen sind unter Leitung von Herrn Dipl.-Ing. Seiferth in unserem Institut ausgeführt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt worden.

[2]) Vorlesung von Prof. Betz.

oder

$$\frac{M}{\frac{\varrho}{2} u^2 a^2 \pi r} = 1 - 3{,}32 \frac{v}{u} + \left(\frac{v}{u}\right)^2. \quad (1)$$

Auf diese Weise ergibt sich als Eichwert des Gerätes ungefähr $\frac{v}{u} = 3$ (für $M = 0$ und vernachlässigte Reibung). Prof. Betz verwertet die Beziehung (1) auch zur Abschätzung der An- und Auslauffehler durch Nachhinken und, wie erwähnt sei, zur Berechnung des Anzeigewertes, wenn die Windgeschwindigkeit v an der linken Schale (entsprechend Abb. 2) $v + \varepsilon$, an der

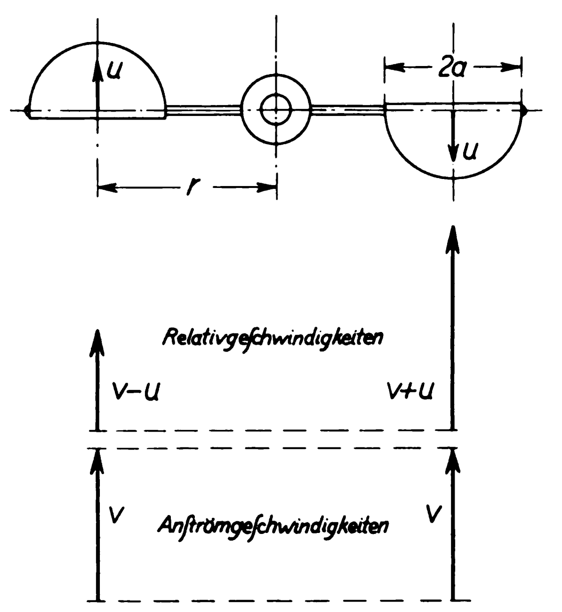


Abb. 2. Geschwindigkeitsverhältnisse an einem Schalenpaar in dem Augenblick, wo der Schalenarm und die Windrichtung aufeinander senkrecht stehen

rechten Schale $v - \varepsilon$ ist. Man erhält in diesem Fall $\frac{v}{u - \varepsilon} = \frac{v_0}{u_0}$, worin $\frac{v_0}{u_0}$ den entsprechenden Eichwert in ungestörter Strömung darstellt, d. h. die Umfangsgeschwindigkeit u ist um den Betrag ε größer als bei gleichförmiger Geschwindigkeitsverteilung; solche Geschwindigkeitsunterschiede können infolge von Wandreibung oder Windschatten eintreten.

Die genauere Untersuchung erfordert allerdings die experimentelle Bestimmung von M-Werten für sämtliche vorkommenden v/u. Solche liegen der weiteren Untersuchung zugrunde (Abschn. 2).

2. Die Versuche

Die Abmessungen des untersuchten Gerätes waren

$$a = 0{,}02 \text{ m},$$
$$a^2 \pi = 0{,}00126 \text{ m}^2,$$
$$r = 0{,}053 \text{ m}.$$

a ist der Schalenhalbmesser, r der Hebelarm (vgl. Abb. 2). Für andere nicht geometrisch ähnliche Kreuzformen sind entsprechende Versuche

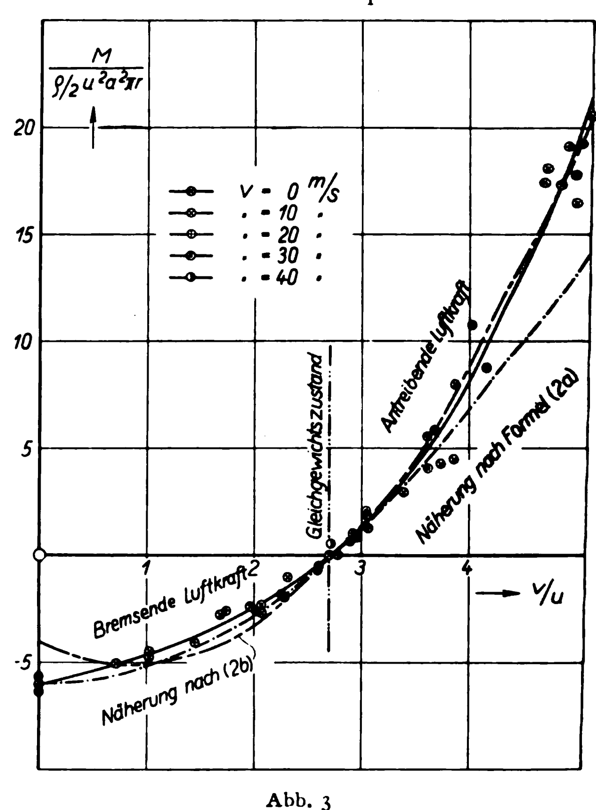


Abb. 3

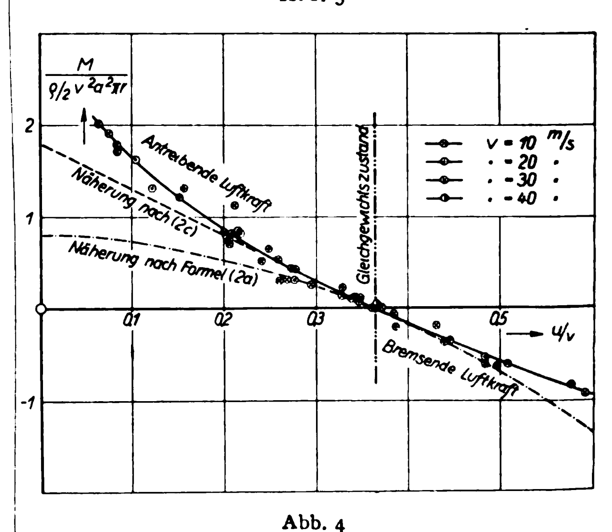


Abb. 4

Abb. 3 und 4. Ergebnis der Bestimmung des aerodynamischen Drehmoments an einem rotierenden Schalenkreuz bei verschiedenen Werten von v/u. Die Werte sind dimensionslos wie in Abb. 1. Die Meßpunkte in der Nähe des Gleichgewichtszustands sind beiden Blättern gemeinsam

nötig; doch zeigt sich, daß man auch schon aus einer Messung wichtigere allgemeine Folgerungen mit einiger Sicherheit ziehen kann.

Die Versuchsergebnisse sind in Abb. 3 und 4 wiedergegeben (Meßpunkte und ausgezogene Kurven). Die Meßpunkte sind zum Teil in beiden Blättern dieselben, die doppelte Darstellung ist verwandt, um die beiden Grenzfälle, $v = 0$ und $u = 0$, zu erhalten. Die Lagerreibung ist eliminiert, so daß wir in den Ergebnissen die reinen aerodynamischen Drehmomente haben.

Die Versuchseinrichtung lassen die Abb. 5 und 6 erkennen.[3]) Das Kreuz saß auf der Welle eines pendelnd aufgehängten kleinen Drehstrommotors[4]), der auch als Bremse dienen konnte. Für sehr große Bremsmomente befand sich auf der Welle hinter einer Schutzwand ein geeichter aerodynamischer Bremsflügel. Zur Momentenbestimmung

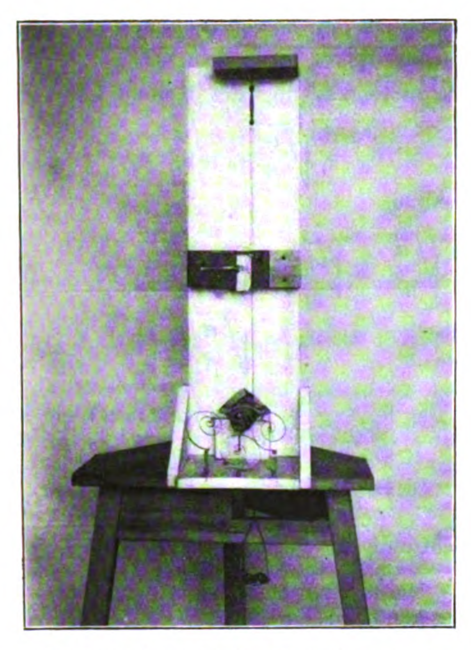


Abb. 5. Die Beobachterseite der Versuchsanordnung: Kleiner Drehstrommotor in pendelnder Aufhängung, Wägeeinrichtung (Zifferblatt, Vorspannfeder, Wagschale), Drehzähler am Ende des Motors; Stromzuführung durch drei Spiralen aus Kupferband

diente die in Abb. 5 ersichtliche Wägevorrichtung; mit Hilfe einer durch Schneckenübersetzung von der Motorwelle angetriebenen Anzeigevorrichtung konnte die Drehzahl abgestoppt werden. Abb. 6 zeigt die Anordnung während der Messung vor der Düse des Windkanals.

Mit Rücksicht auf die anschließenden Rechnungen wurden die Ergebnisse durch möglichst einfache Funktionen angenähert.

Meist handelte es sich um die richtige Wiedergabe eines Bereichs zwischen $\frac{v}{u} = 0$ und $\frac{v}{u} \approx 5{,}5$. Der Ausdruck

$$\frac{M}{\frac{\varrho}{2} u^2 a^2 \pi r} = \alpha \left(\frac{v}{u}\right)^2 - \beta \qquad (2\,\mathrm{a})$$

mit den Konstanten

$$\alpha = 0{,}8 \text{ und}$$
$$\beta = 6$$

stellt diesen Bereich recht gut dar (vgl. Abb. 3 u. 4),

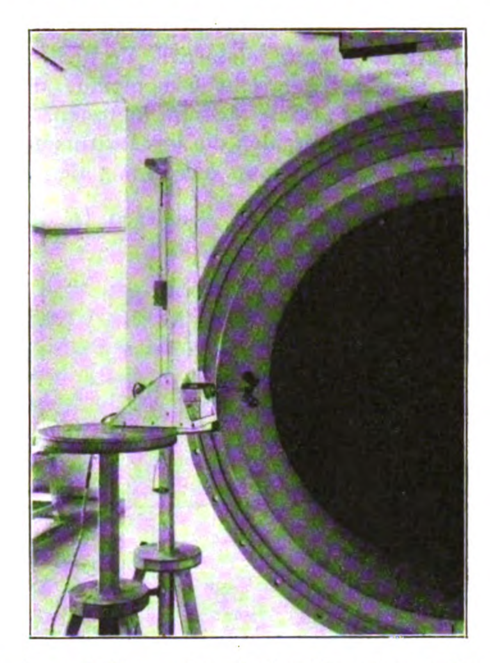


Abb. 6. Aufstellung während eines Versuchs vor der Ausblasedüse des Windkanals

abgesehen von dem Gebiet über $\frac{v}{u} = 4$, wo das Antriebsmoment der Näherung kleiner ist als das wirkliche.

Zur Bestimmung des Einflusses dieser Ungenauigkeit ist für eine Rechnung im 3. Abschnitt eine oberhalb $\frac{v}{u} = 3$ genauere Näherung verwendet worden von der Form:

$$\frac{M}{\frac{\varrho}{2} u^2 a^2 \pi r} = \lambda \left(\frac{v}{u}\right)^2 + \mu \frac{v}{u} + \nu \qquad (2\,\mathrm{b})$$

mit

$$\lambda = 1{,}43,$$
$$\mu = -2{,}49$$
$$\text{und } \nu = -4\,.$$

[3]) Den Aufbau der Versuchsanordnung und die Versuche selbst hat Herr B. Winkler ausgeführt.

[4]) Über diese für Versuchszwecke im hiesigen Institut entwickelten kleineren Drehstrommotoren siehe Ackeret, Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 1924, S. 101, und Prandtl und Betz, Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, III. Lieferung, S. 21.

Unterhalb des Gleichgewichtszustandes stimmt sie allerdings etwas weniger gut (vgl. Abb. 3). Außerdem ist sie rechnerisch schwieriger zu behandeln.

Bei der Untersuchung des Anlaufvorganges aus der Ruhe heraus war eine gute Darstellung zwischen $\frac{u}{v} = 0$ und $\frac{u}{v} = 0{,}36$, dem Gleichgewichtswert, nötig. Hier lag nach Abb. 4 nahe die Form:

$$\frac{M}{\frac{\varrho}{2}\, v^2 a^2 \pi r} = \gamma - \delta \left(\frac{u}{v}\right) \qquad (2\,c)$$

mit den Konstanten

$$\gamma = 1{,}80$$
$$\text{und} \quad \delta = 4{,}9\,.$$

Ein weiterer ganz einfacher Versuch betraf die bremsenden Lagerreibungsmomente, die im wirklichen Gerät beim Messen auftreten. Man mußte dazu die Eichzahlen v/u des Instruments bestimmen und konnte dann aus Abb. 3 den zu v/u gehörigen Wert $\frac{R}{\frac{\varrho}{2}\, u^2 a^2 \pi r}$ ablesen (R ist das Reibungsmoment). $\frac{v}{u}$ und $\frac{R}{\frac{\varrho}{2}\, u^2 a^2 \pi r}$ sind in

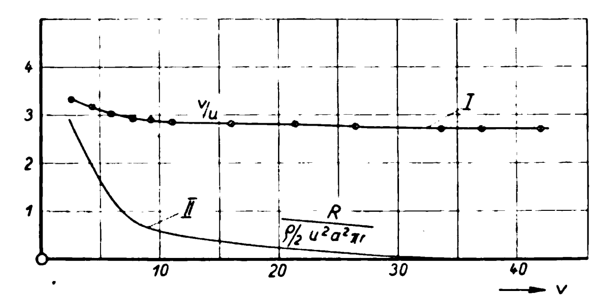


Abb. 7. Die gemessene Eichkurve des Geräts (I) und die mit Hilfe von Abb. 3 bestimmten reduzierten Werte $\frac{R}{\varrho/_2\, u^2 a^2 \pi r}$ (II) des Reibungsmoments R aufgetragen über der Windgeschwindigkeit v (m/sec)

Abhängigkeit von v in Abb. 7 zusammengestellt. Die Reibung ist wegen der Temperatur und sonstiger Einflüsse an sich eine unsichere Größe, auch war die Meßmethode für die Bestimmung so kleiner Momente schon etwas unsicher, so daß die R-Kurve die Größe der Reibung wohl nur qualitativ, aber für unseren Zweck hinreichend genau wiedergeben kann.

3. Berechnung der An- und Auslaufvorgänge bei sprunghaft veränderter Windgeschwindigkeit

Ist mit J das Trägheitsmoment des Drehsystems bezeichnet, dann lautet seine Bewegungsgleichung

$$\frac{J}{r}\,\frac{du}{dt} = M - R\,,$$

woraus wir durch Kombination mit (2a) erhalten

$$\frac{du}{dt} = \frac{\varrho\, a^2 \pi r^2}{2J}\left(\alpha v^2 - \beta u^2 - \frac{2R}{\varrho\, a^2 \pi r}\right) \qquad (3\,a)$$

und mit (2c) entsprechend

$$\frac{du}{dt} = \frac{\varrho\, a^2 \pi r^2}{2J}\left(\gamma v^2 - \delta u v - \frac{2R}{\varrho\, a^2 \pi r}\right). \qquad (3\,b)$$

Die Bestimmung von Lösungen dieser Differentialgleichungen für $v = v_0 = \text{const.}$ ist die Aufgabe dieses Abschnittes, da der Wind in der Zeit nach der Änderung konstant sein soll.

Man führt noch die **Sollwerte** (Werte des stationären Zustandes) von u als besondere Größen ein:

unter Vernachlässigung der Reibung

$$U_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}\, v_0 = \frac{\gamma}{\delta}\, v_0\,, \qquad (4\,a),\ (4\,b)$$

mit Reibung

$$U_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}\, v_0 \sqrt{\left(1 - \frac{2R}{\alpha\,\varrho\, a^2 \pi r v_0^2}\right)} \approx \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}\, v_0 \left(1 - \frac{p}{2}\right), \qquad (4\,c)$$

wenn $p = \frac{2R}{\alpha\,\varrho\, a^2 \pi r v_0^2}$ ein kleiner Wert ist und

$$U_0 = \frac{\gamma}{\delta}\, v_0 \left(1 - \frac{2R}{\gamma\,\varrho\, a^2 \pi r v_0^2}\right). \qquad (4\,d)$$

Geht man mit U_0 in (3a) und (3b) ein, so folgt[5])

$$\frac{\frac{du}{U_0}}{dt} = \frac{\sqrt{\alpha\beta}\, v_0 \sqrt{1 - p}\;\varrho\, a^2 \pi r^2}{2J}\left(1 - \frac{u^2}{U_0^2}\right), \qquad (5\,a)$$

$$\frac{\frac{du}{U_0}}{dt} = \frac{\delta\, v_0\, \varrho\, a^2 \pi r^2}{2J}\left(1 - \frac{u}{U_0}\right). \qquad (5\,b)$$

Für den Auslauf bzw. Anlauf von einer Geschwindigkeit u_a nach der Endgeschwindigkeit U_0 hin erhält man demgemäß folgende Zeiten:

beim Auslauf mit (5a)

$$t = \frac{2J}{\sqrt{1-p}\cdot\sqrt{\alpha\beta}\, v_0\, \varrho\, a^2 \pi r^2} \cdot \left(\mathfrak{Ar}\,\mathfrak{Ctg}\,\frac{u}{U_0} - \mathfrak{Ar}\,\mathfrak{Ctg}\,\frac{u_a}{U_0}\right), \qquad (6\,a)$$

beim Anlauf mit (5b)

[5]) Ganz exakt ist diese Substitution nicht, weil das R von (3) variabel, das von (4) aber konstant ist; die kleinen Fehler, die dadurch entstehen, könnte man aber, wenn nötig, am Ende der Rechnung abschätzen.

$$t = \frac{2J}{\delta v_0 \varrho a^2 \pi r^2} \ln \frac{1 - \frac{u_a}{U_0}}{1 - \frac{u}{U_0}} \quad . \qquad (6\,b)$$

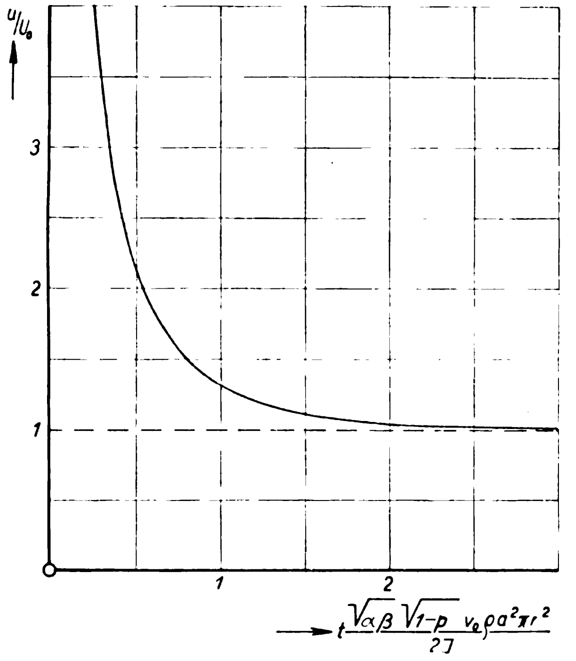


Abb. 8. Ergebnis der Auslaufrechnung: Die Abszisse ist der reduzierte Zeitmaßstab, die Ordinate die auf die „Sollgeschwindigkeit" U_0 bezogene augenblickliche Umfangsgeschwindigkeit [siehe Formel (6a)]

Die Abb. 8 und 9 stellen diese beiden Funktionen dar und können zum Abgreifen der Zeiten dienen. Die Ableitung einer Formel für den

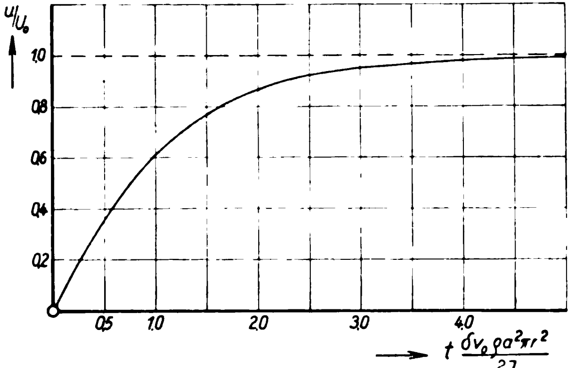


Abb. 9. Ergebnis der Anlaufrechnung wie Abb. 8 [siehe Formel (6 b)]

Auslauf zur Ruhe hin ist unmöglich, solange man über die Reibungsverhältnisse bei kleinsten Drehzahlen nicht genauere Kenntnis besitzt.

Die Frage nach der Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere — nicht geometrisch ähnliche — Geräteformen läßt sich wohl dahin beantworten, daß die Formeln für t mit einem Spielraum von vielleicht ± 20 v. H. auch für andere Formen gelten, da die den Abb. 3 und 4 entsprechenden aerodynamischen Kennlinien wohl ähnlich, aber nicht genau übereinstimmend sind. Das gleiche gilt von den Ergebnissen des nächsten Abschnittes.

4. Berechnung der Mittelwertsbildung bei periodischen Windschwankungen

Betrachten wir die beiden Grenzfälle, das ideal „flinke" und das vollkommen träge Instrument. Das flinke hat jederzeit eine der Windgeschwindigkeit proportionale Drehzahl und mittelt darum bei integrierender Anzeige (z. B. Kontakte über eine längere Zeit) periodische Windschwankungen richtig. Das ganz träge dagegen erfährt während dieser Zeit keine Geschwindigkeitsänderung; die Summe aller Drehmomente, die — abwechselnd positiv und negativ — während einer Periode ausgeübt wurden, muß daher gleich Null sein:

$$\int_0^T (M - R)\,dt = 0, \qquad (7)$$

und wie die Rechnung zeigt, ist der so bestimmte Anzeigemittelwert nicht gleich dem Windgeschwindigkeitsmittel.

Zur Ausführung der Rechnung werden v und u in Form zweier Fourierreihen

$$v = v_0 + v_1 \cos 2\pi \frac{t}{T} + v_2 \cos 4\pi \frac{t}{T} + \ldots$$

und

$$u = u_0 + u_{11} \cos 2\pi \frac{t}{T} + u_{12} \sin 2\pi \frac{t}{T} + u_{21} \cos 4\pi \frac{t}{T} + \ldots .$$

angesetzt und die Gleichung (3a) wird durch folgende Substitutionen vereinfacht und dimensionslos gemacht:

$$S = \frac{v}{v_0},$$

$$Z = \frac{u}{\sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}\, v_0},$$

$$2\pi \frac{t}{T} = x$$

und

$$\frac{\sqrt{\alpha\beta}\,\varrho T v_0 a^2 r^2}{4J} = K \text{ oder auch } = \frac{1}{L} \, .$$

Teilbeträge und Einzelwerte von S und Z werden durch Anhängen von Zeigern ($S_1, S_2 \ldots, Z_1, Z_2$ usw.) bezeichnet. Z ist für verschwindende Lagerreibung, also für die großen Windgeschwindigkeiten, einfach

die auf den richtigen Anzeigewert $U_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}}\, v_0$ bezogene Augenblicksgeschwindigkeit u.

Lassen wir nun zunächst die Reibung weg, so folgt:

$$\frac{dZ}{dx} = K(S^2 - Z^2) \tag{8a}$$

oder

$$L\frac{dZ}{dx} = S^2 - Z^2, \tag{8b}$$

worin

$$S = 1 + S_1 \cos x + S_2 \cos 2x + \ldots.$$

bekannt und Z die noch unbekannte Funktion

$$Z = 1 + Z_0 + Z_{11} \cos x + Z_{12} \sin x + Z_{21} \cos 2x + Z_{22} \sin 2x + \ldots.$$

ist. Z_0 ist der relative Fehler der Anzeige, auf dessen Bestimmung wir die Aufgabe beschränken können.

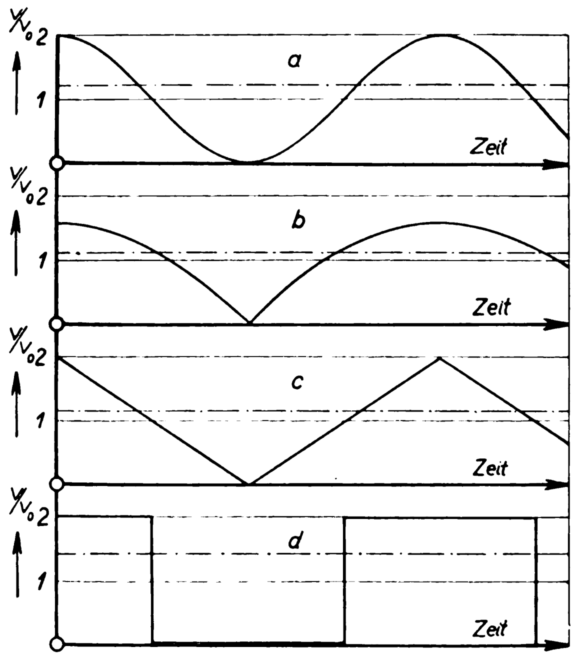


Abb. 10. Verschiedene extrem schwankende Windverlaufskurven, die der Berechnung der größtmöglichen Trägheitsfehler zu Grunde gelegt worden sind. Strichpunktiert sind die angezeigten Mittelwerte [Formel (9)]

Zunächst schließt sich ohne weitere Rechnung eine Ähnlichkeitsüberlegung an den Faktor K bzw. L der Gleichung (8a) und (8b) an:

1. Wird die Windgeschwindigkeit — gleiches gilt von der Luftdichte — bei gleichen relativen Windamplituden verdoppelt, so mißt das Gerät doppelt so rasche, also viel sprunghaftere Schwankungen mit der gleichen Genauigkeit. Desgleichen sind auch die An- und Auslaufzeiten in diesem Falle nur halb so groß.

Die Güte der Messung nimmt also mit fallender Windgeschwindigkeit und Luftdichte ab.

2. Durch geometrisch ähnliche Verkleinerung der Gerätdimensionen läßt sich die Meßgenauigkeit steigern, solange dabei $r^2 a^2/J$ zunimmt; diese Zunahme ist allerdings nicht unbegrenzt möglich, da man schließlich die Materialstärken nicht mehr proportional den Dimensionen schwächen darf. Auch die Lagerreibung begrenzt, unabhängig davon, die Gerätgröße nach unten hin. —

Die Durchführung der Rechnung wird für den allgemeinsten Fall sehr unbequem. Darum beschränkt man sich auf eine Näherungsentwicklung zweiter Ordnung, ausgehend von $K = 0$ und $L = 0$, mit der man das ganze Gebiet genau genug beherrscht.

$L = 0$ bedeutet das ideal „flinke" Gerät. Die Mittelwertsbildung ist, wie schon gesagt, richtig.

$K = 0$ bedeutet das ganz träge Verhalten. Es ist in diesem Falle

$$z = 1 + Z_t$$

(Z_t eine Konstante), und die Momentenbedingung (6) geht nun (ohne Reibung) über in

$$\int_0^{2\pi} (1 + S_1 \cos x + S_2 \cos 2x + \ldots)^2\, dx = \int_0^{2\pi} (1 + Z_t)^2\, dx;$$

daraus folgt

$$1 + Z_t = \sqrt{1 + \frac{1}{2}(S_1^2 + S_2^2 + \ldots)}. \tag{9}$$

Daß der Anzeigewert $1 + Z_t$ gerade das quadratische Windmittel ist, ist eine zufällige Folge der einfachen Annäherungsfunktion (2a).

Um die maximal möglichen Fehler zu sehen, kann man einige Windformen untersuchen, die alle denselben Mittelwert der Geschwindigkeit haben und mit ihren Tiefstpunkten bis Null heruntergehen (Abb. 10). Bei der ersten verläuft die Geschwindigkeit, bei der zweiten das Geschwindigkeitsquadrat, also der Staudruck nach einem Cosinus. Die Verteilung d ist so extrem, daß sie in Wirklichkeit selten vorkommen dürfte. Die Z_t-Werte kann man von allen vier Fällen berechnen und erhält für a) $Z_t = 0{,}22$, b) $0{,}11$, c) $0{,}15$ und d) $0{,}41$. Man geht wohl nicht fehl mit der Annahme, daß die wirklich auftretenden Schwankungen in der Nähe von Fall a liegen, so daß man einen Maximalfehler von 22 v. H. im Durchschnitt erhält. Auch im folgenden wird mit der einfachen Windfunktion

$$S = 1 + S_1 \cos x \quad \text{(vgl. Abb. 10a)}$$

gerechnet. Genaues kann man darüber freilich erst dann sagen, wenn Feinmessungen über die Windstruktur vorliegen.

Abb. 11 gibt in der Kurve *a* die maximalen Trägheitsfehler für sinusförmigen Geschwindigkeitsverlauf (Fall *a* der Abb. 10) in Abhängigkeit von v_1/v_0 wieder, wie sie auf Grund der Formel (9), d. h. unter Voraussetzung der Näherung (2a), gefunden sind. Diesen Fall größter Trägheit kann man auch verhältnismäßig bequem für die genauere Formel (2b) rechnen; wie zu erwarten, sind in diesem Falle die Fehler größer und zwar fast genau das 1,5fache (vgl. Kurve *b* von Abb. 11).

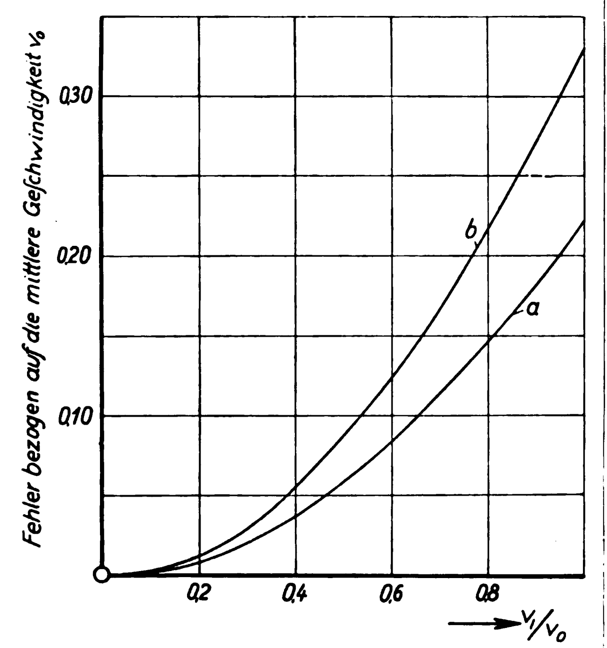


Abb. 11. Die unter Voraussetzung von sinusförmigen Windschwankungen $\left(v = v_0 + v_1 \sin 2\pi \frac{t}{T}\right)$ auftretenden Anzeigefehler bei unendlich großer Trägheit; Kurve *a* ist berechnet mit der Näherung (2a), Kurve *b* mit (2b); die wirklichen Werte liegen zwischen beiden Kurven

Der wirkliche Fehler liegt zwischen beiden und beträgt vermutlich etwa das 1,4fache des nach (2a) gerechneten; der Berichtigungsfaktor 1,4 für die nach (2a) gerechneten Fehler wird auch im folgenden noch mehrfach verwendet.

Für den Zustand großer Trägheit, d. h. für einen kleinen Wert k des Parameters K, kann man folgenden Ansatz machen, in dem alle Anteile von Z, die klein gegenüber 1 sind, klein geschrieben werden:

$$Z = 1 + Z_t + z_0 + z_{11} \cos x + z_{12} \sin x$$
$$+ z_{21} \cos 2x = z_{22} \sin 2x + \ldots$$

Die erste und zweite Näherung, also die Ansätze mit der Grundfrequenz allein und mit Zuziehung der ersten Oberschwingung, stimmen bis auf sehr Kleines überein und haben das Ergebnis

$$z_0 = -k^2 \cdot \frac{S_1^2}{1 + Z_t} \cdot \qquad (10)$$

z_0 ist von der Größenordnung k^2, d. h. der Fehler geht nur sehr langsam mit k vom Extremwert Z_t herunter. Die gestrichelten Kurven an der rechten Seite der Abb. 12 sind solche Näherungsparabeln, allerdings in verzerrtem Maßstabe; diese Maßstabverzerrung $\left(\text{mit Hilfe der Funktion } \frac{1}{1+K}\right)$ hat den Zweck, die an sich unendlich weit voneinander liegenden Punkte $K = 0$ und $\frac{1}{K} = L = 0$ in endlichen Abstand zu bringen.

Der Fall kleiner Trägheit, also kleiner Abweichungen von der richtigen Anzeige (L = einem kleinen Wert l), erfordert eine etwas schwierige Rechnung; auch konvergiert er nicht so gut.

Mit dem Ansatz:

$$Z = 1 + z_0 + z_{11} \cos x + z_{12} \sin x$$
$$+ z_{21} \cos 2x + \ldots$$

erhält man hier als erste Näherung

$$z_0 = \frac{l^2}{8} \cdot \frac{S_1^2}{2 - S_1^2} \qquad (11a)$$

und als zweite

$$\left.\begin{aligned} z = \frac{l^2}{8} \cdot \frac{S_1^2}{2 - S_1^2 + \frac{1}{8} S_1^4} \\ \cdot \frac{16 + 4 S_1^2 - 3 S_1^4}{16 - 12 S_1^2} \end{aligned}\right\} \qquad (11b$$

(11b) weicht für $S_1 > \frac{1}{2}$ noch recht erheblich von (11a) ab. Die volle Durchführung einer dritten Näherung ist indes schon ein so umfangreiches Rechenunternehmen, daß an dessen Stelle nur eine Untersuchung der Restglieder vorgenommen wurde.

Der Sprung von der zweiten zur dritten Näherung ist dabei kleiner, als der von der ersten zur zweiten. Überdies betrifft die noch verbleibende Unsicherheit nur noch die Weite der Näherungsparabeln im Punkte $L = 0$ und ist darum nicht mehr sehr schwerwiegend für die ganze Fehlerabschätzung; am linken Ende von Abb. 12 sind diese Parabeln gestrichelt eingezeichnet.

Die durchgezogenen Kurven dieses Blattes sind nunmehr Interpolationskurven zwischen den beiden Randentwicklungen. Eine Bestätigung für die bisherigen Rechnungen ist die Entwicklung vom unteren Rande des Blattes aus für beliebige K (kleine Windschwankungen, S_1 = einer kleiner Zahl s_1). Hier ergibt sich im Einklang mit dem Bisherigen

$$z_0 = \frac{s_1^2}{4} \frac{L^2}{L^2 + 4} = \frac{s_1^2}{4} \frac{1}{1 + 4K^2} \cdot \qquad (12)$$

Man hat sich nun noch Rechenschaft zu geben

über den Einfluß der ungenauen Näherungsfunktion (2 a), der für den Grenzfall $K = 0$ schon in Abb. 11 und in dem Berichtigungsfaktor 1,4 geklärt ist. Auf dem übrigen Blatte muß eine Abweichung vom gleichen Vorzeichen und ähnlicher Größe vorhanden sein, so daß man in Ermangelung genauerer Werte den Berichtigungsfaktor 1,4 ohne großen Schaden auf dem ganzen Blatte anwenden kann; dies geschieht am einfachsten durch die zweite senkrechte Skala, am rechten Ende von Abb. 12 und die zugehörigen — gestrichelten — wagerechten Netzlinien.

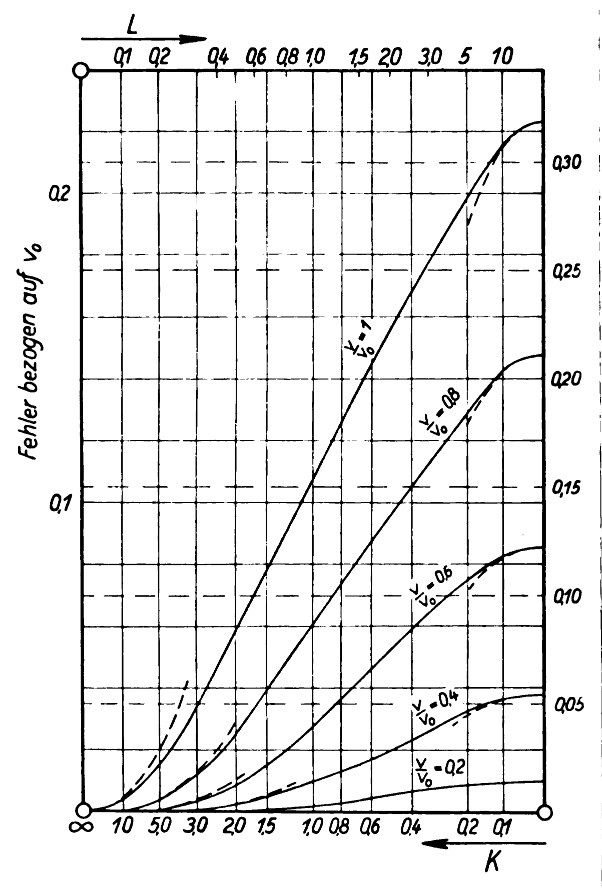


Abb. 12. Ergebnis der für sinusförmigen Windverlauf mit Näherung (2 a) durchgeführten Fehlerberechnung; $K = \frac{\sqrt{\alpha\beta}\,\varrho\, T v_0\, a^2 r^2}{4J} = 0$ bedeutet unendlich große Trägheit, $L = \frac{1}{K} = 0$ die Trägheit Null. Die senkrechte Skala rechts gibt die in Wirklichkeit zu erwartenden Fehlerwerte, die sich von dem Ergebnis der Näherungsrechnung um einen Faktor $\approx 1{,}4$ unterscheiden. v_0 ist die mittlere Windgeschwindigkeit, v die Schwankungsamplitude

Weiter sind die Ergebnisse noch auf nicht zu vernachlässigendes R auszudehnen. Das linke Ende des Systems wird unter Einfuhrung des durch Reibung etwas veränderten Eichwertes wieder dasselbe, wir rechnen deshalb **nur** die Entwicklung für $K = k$.

Für $K = 0$ ergibt sich entsprechend (9)

$$1 + Z_t = \sqrt{1 + \frac{1}{2}(S_1^2 + S_2^2 + \ldots) - p} \qquad (13\text{a})$$

oder, von extrem großen Windschwankungen abgesehen,

$$1 + Z_t \approx \left(1 - \frac{p}{2}\right)\sqrt{1 + \frac{1}{2}(S_1^2 + S_2^2 + \ldots)}, \qquad (13\text{b})$$

d. h. das ganz träge Gerät erfährt durch die Reibung genau dieselbe relative Abweichung im Anzeigewert wie das ganz flinke [vgl. (4 c)]. Eine kleine Rechnung zeigt weiterhin, daß in der Nähe von $K = 0$ der Korrekturfaktor $\left(1 - \frac{p}{2}\right)$ ebenfalls erhalten bleibt, so daß das Ergebnis ist:

Der aus einer üblichen Eichung zu entnehmende Reibungseinfluß gilt auch bei der Anzeige des Gerätes im periodischen Wind; das in Abb. 12 für Reibungslosigkeit zusammengefaßte Ergebnis bleibt — unter Zugrundelegung der wirklichen Eichwerte — auch bei mäßiger Reibung noch erhalten.

5. Einige Anwendungen und Ergebnisse

Die erste Anwendung sei die Berechnung einiger Zahlen für das untersuchte Gerät.

Das Trägheitsmoment des Drehsystems ist

$$J = 1{,}4 \cdot 10^{-5} \text{ kg m/sec}^2 \text{ (techn. Syst.)}.$$

In der Rechnung vorkommende konstante Werte sind:

$$\frac{\delta\, \varrho\, a^2 \pi\, r^2}{2J} = 7{,}7 \cdot 10^{-2}\, m^{-1}\ ^{6)}$$

und

$$\frac{\sqrt{\alpha\beta}\,\varrho\, a^2 \pi\, r^2}{2J} = 3{,}45 \cdot 10^{-2}\, m^{-1}$$

Für den Anlauf des Gerätes aus der Ruhe heraus auf 98 v. H. des richtigen Wertes bei konstanter Windgeschwindigkeit $v_0 = 10$ m/sec erhält man nach Abb. 9 durch Abgreifen

$$t\, v_0 \frac{\delta\, \varrho\, a^2 \pi\, r^2}{2J} = 4,$$

somit

$$t = 5{,}7 \text{ sec},$$

bei $v_0 = 20$ m/sec die Hälfte dieser Zeit. Für den Auslauf des Gerätes bei einem Sprung des Windes von 20 m/sec auf $v_0 = 10$ m/sec entnehmen wir Abb. 8 den Wert

$$t\, v_0 \frac{\sqrt{\alpha\beta}\,\varrho\, a^2 \pi\, v^2}{2J} = 2,$$

---

6) Berechnet mit $\varrho = \frac{1}{8}$ kg sec^2 m^{-4}.

wenn wir wiederum Annäherung an den richtigen Wert bis auf 2 v. H. verlangen. Daraus erhält man

$$t \approx 6 \text{ sec}.$$

Durch Mitrechnung der Reibung vergrößert sich diese Zeit im Verhältnis $1 - \frac{p}{2}$, wobei nach Abb. 7

$$p \approx \frac{2R}{\alpha \varrho a^2 \pi r^2 u^2} \cdot \left(\frac{u}{v_0}\right)^2 \approx 0{,}09$$

ist. Die Vergrößerung der Anlaufzeit durch die Reibung ist somit rund 5 v. H.

Von den periodischen Windschwankungen sei

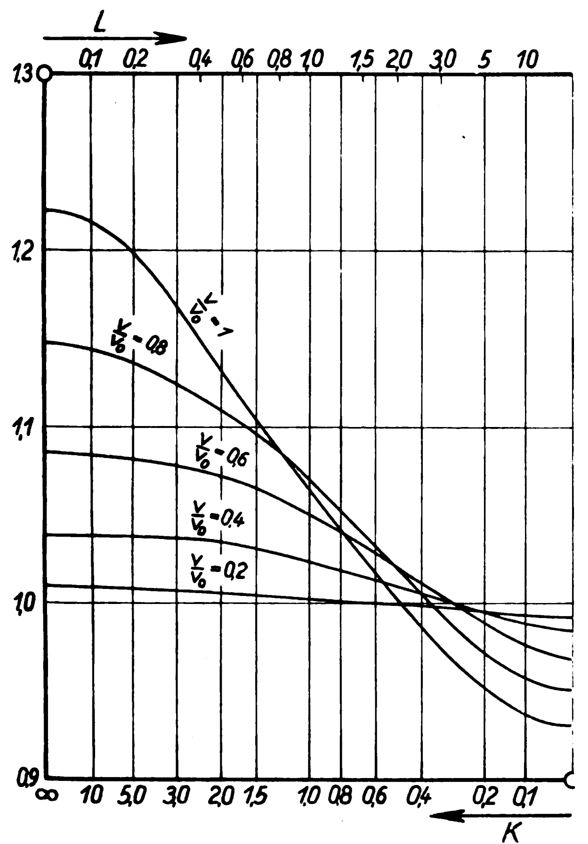


Abb. 13. Faktoren für die Berechnung mittlerer Staudrucke (siehe Ende von Abschnitt 5)

gerechnet der Fall T (Zeit einer Vollperiode) = 10 sec und v_0 = 10 m/sec (mittlere Geschwindigkeit). Die Konstante K ist dann

$$K = \frac{\sqrt{\alpha \beta} \varrho a^2 r^2}{4 J} T v_0 = \frac{1}{L} = 0{,}55.$$

Nimmt man z. B. eine Schwankungsamplitude v = 8 m/sec an, so erhält man nach Abb. 12 einen Fehler von 18 v. H., wenn man den Berichtigungsfaktor 1,4 mitrechnet, und für v_1 = 4 m/sec etwa 5 v. H.

Das Ergebnis der Abb. 12 kann man auch für 2- oder 3-Gerätemethoden für statistische Windschwankungsmessung verwerten, indem man aerodynamisch völlig gleiche Schalenkreuze verschieden träge macht.

Für gewisse Zwecke will man nun gar nicht das Geschwindigkeitsmittel, sondern das Mittel des Staudrucks und u. U. das der in der Zeiteinheit gelieferten kinetischen Energie des Windes wissen, letzteres vor allem für die Bestimmung der Leistung von Windkraftmaschinen. Unter Voraussetzung der Windfunktion

$$v = v_0 + v_1 \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

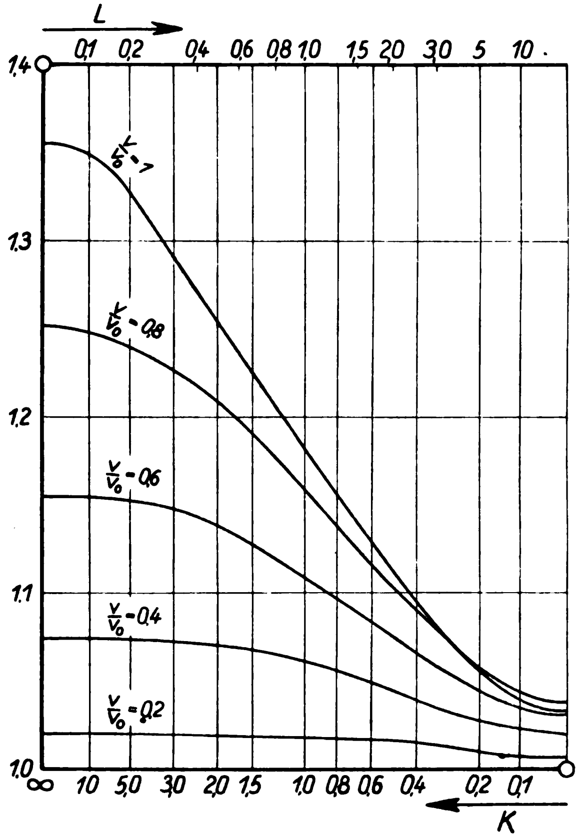


Abb. 14. Faktoren für die Berechnung mittlerer Energielieferung des Windes (siehe Ende von Abschnitt 5)

ist der Staudruckmittelwert

$$\frac{\varrho}{2} \overline{v^2} = \frac{\varrho}{2} v_0^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{v_0^2}\right)$$

und der Leistungsmittelwert

$$\frac{\varrho}{2} \overline{v^3} = \frac{\varrho}{2} v_0^3 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{v_1^2}{v_0^2}\right),$$

so daß die Geschwindigkeiten

$$\sqrt[2]{\overline{v^2}} = v_0 \sqrt[2]{1 + \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{v_0^2}}$$

und

$$\sqrt[3]{v^3} = v_0 \sqrt[3]{1 + \frac{3}{2} \frac{v_1^2}{v_0^2}}$$

der Staudruck- bzw. Leistungsrechnung zugrunde zu legen sind.

Die Abb. 13 und 14 zeigen die Faktoren, mit denen man die Geschwindigkeitsanzeige des Gerätes bei Berechnung des Staudruck- oder Leistungsmittels multiplizieren muß; in diesen Werten ist der Berichtigungsfaktor 1,4 des 3. Abschnittes schon enthalten.

6. Zusammenfassung

Zusammenfassend kann man sagen, daß die bisher nur qualitativ bekannten Trägheitsfehler der Schalenkreuzanzeige bis + 20 oder 30 v. H. der Windgeschwindigkeit betragen können und darum durchaus Beachtung verdienen. Bei der an einigen Stellen etwas überschlägigen Art der Untersuchung kann freilich noch nicht für die genauen Prozente in der Fehlerangabe garantiert werden; vorläufige Zahlwerte liefert die Abb. 12 unter Benutzung der rechten senkrechten Skala. Die Unsicherheiten liegen in der etwas rohen — weil einfachen — Näherungsfunktion für die Drehmomentenmessung (Abb. 3 und 4) und in der Annahme sinusförmiger Windschwankungen (vgl. Abb. 10). Eine weitere Unsicherheit tritt bei Übertragung der Ergebnisse auf geometrisch nicht ähnliche Gerätformen auf.

Vielleicht ist es nicht unnötig hinzuzufügen, daß diese Untersuchung keineswegs dem Schalenkreuz als Meßgerät das Urteil sprechen kann; dazu müssen erst die entsprechenden Anzeigefehler anderer Geräte (Staurohr, Flügelrad, Windscheibe usw.) in ähnlicher Weise bekannt sein; außerdem sprechen dabei auch die sonstigen meßtechnischen Vorzüge des Schalenkreuzes mit.[7])

[7]) Eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung ist im Heft 10 der „Meßtechnik" 1928, Seite 275 erschienen.

(Eingegangen am 15. August 1928)

Über die Phasenlage des Magnetisierungsstromes der Lufttransformatoren

Von G. Hauffe, Dresden

Inhalt: Besondere Phasenlagen des Magnetisierungsstromes des Lufttransformators werden diskutiert.

Die resultierenden EMKK $e_{\rm I}$ und $e_{\rm II}$ in der Primär- bzw. Sekundärwicklung eines Lufttransformators sind die Summe aus einer EMK der Selbstinduktion, hervorgerufen durch den in der Spule selbst fließenden Strom, und aus der EMK der Gegeninduktion, hervorgerufen durch den Strom der Nachbarspule:

$$\left.\begin{aligned} e_{\rm I} &= e_{11} + e_{12} = -L_1 \frac{dJ_1}{dt} - M \frac{dJ_2}{dt}, \\ e_{\rm II} &= e_{22} + e_{21} = -L_2 \frac{dJ_2}{dt} - M \frac{dJ_1}{dt}. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Von den Indizes der EMKK deute der erste die induzierte, der zweite die induzierende Spule an. Die Ströme J_1 bzw. J_2 erzeugen Flüsse Φ_{11} und Φ_{22}. Wegen der Streuung durchsetzt nur der Teil Φ_{12} von Φ_{22} die Primärspule, und ebenso nur der Teil Φ_{21} von Φ_{11} die Sekundärspule. Die resultierenden Flüsse in den beiden Wicklungen sind also

$$\Phi_{\rm I} = \Phi_{11} + \Phi_{12},$$
$$\Phi_{\rm II} = \Phi_{22} + \Phi_{21}.$$

Man kann also für die resultierenden EMKK auch schreiben

$$\left.\begin{aligned} e_{\rm I} &= -w_1 \frac{d\Phi_{\rm I}}{dt} = -w_1 \frac{d\Phi_{11}}{dt} - w_1 \frac{d\Phi_{12}}{dt}, \\ e_{\rm II} &= -w_2 \frac{d\Phi_{\rm II}}{dt} = -w_2 \frac{d\Phi_{22}}{dt} - w_2 \frac{d\Phi_{21}}{dt}. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

(Wir rechnen hier mit Flüssen in Voltsekunden, damit der für die Betrachtungen belanglose und nur die Schreibweise erschwerende Faktor 10^{-8} entfällt.)

Aus den Gleichungspaaren (1) und (2) folgt

$$w_1 \Phi_{\rm I} = L_1 J_1 + M J_2,$$
$$w_2 \Phi_{\rm II} = L_2 J_2 + M J_1,$$

und eine einfache Umformung ergibt weiter

$$\frac{\Phi_{\rm I}}{J_1} = \frac{L_1}{w_1} + \frac{M}{w_1} \frac{J_2}{J_1}, \quad (3)$$

$$\frac{\Phi_{\rm II}}{J_1} = \frac{L_2}{w_2} \frac{J_2}{J_1} + \frac{M}{w_2}. \quad (4)$$

Durch die Durchflutungsgleichung

$$w_1 J_0 = w_1 J_1 + w_2 J_2 \quad (5)$$

ist ein Magnetisierungsstrom definiert (— der mit dem Leerlaufstrom des Lufttransformators nichts zu tun hat —), für den gilt

$$\frac{J_0}{J_1} = 1 + \frac{w_2}{w_1} \frac{J_2}{J_1}. \quad (6)$$

Wir setzen

$$\frac{J_2}{J_1} = \mathfrak{\ddot u} = \ddot u \, \varepsilon^{j\varphi} = \ddot u \cos\varphi + j\, \ddot u \sin\varphi$$

und errechnen nach den bekannten Regeln

$$\operatorname{tg}(\Phi_{\rm I} | J_1) = \frac{\frac{M}{w_1} \ddot u \sin\varphi}{\frac{L_1}{w_1} + \frac{M}{w_1} \ddot u \cos\varphi} = \frac{M \ddot u \sin\varphi}{L_1 + M \ddot u \cos\varphi}$$

und

$$\operatorname{tg}(J_0 \, J_1) = \frac{\frac{w_2}{w_1}\, \ddot{u} \sin\varphi}{1 + \frac{w_2}{w_1}\, \ddot{u}\cos\varphi} = \frac{w_2\, \ddot{u}\sin\varphi}{w_1 + w_2\, \ddot{u}\cos\varphi}.$$

Dann ist

$$\operatorname{tg}(\Phi_{\mathrm{I}} | J_1) = \operatorname{tg}(J_0 | J_1),$$

d. h. Φ_{I} ist mit J_0 in Phase, wenn

$$\frac{M\ddot{u}\sin\varphi}{L_1 + M\ddot{u}\cos\varphi} = \frac{w_2\, \ddot{u}\sin\varphi}{w_1 + w_2\, \ddot{u}\cos\varphi}.$$

Kürzt man links durch M, rechts durch w_2, so wird sehr einfach

$$\frac{\ddot{u}\sin\varphi}{\frac{L_1}{M} + \ddot{u}\cos\varphi} = \frac{\ddot{u}\sin\varphi}{\frac{w_1}{w_2} + \ddot{u}\cos\varphi},$$

woraus folgt

$$\frac{L_1}{M} = \frac{w_1}{w_2}. \qquad (7)$$

Wir finden also zunächst, daß dieses Verhältnis (7) erfüllt sein muß, wenn Φ_{I} und J_0 in Phase sein sollen. Der physikalische Sinn der Gleichung (7) geht aus folgender Betrachtung hervor: es ist allgemein

$$e_{11} = -L_1 \frac{dJ_1}{dt} = -w_1 \frac{d\Phi_{11}}{dt}$$

und

$$e_{21} = -M\frac{dJ_1}{dt} = -w_2 \frac{d\Phi_{21}}{dt}.$$

Aus beiden Gleichungen folgt

$$\frac{L_1}{M} = \frac{w_1}{w_2}\,\frac{d\Phi_{11}}{d\Phi_{21}}$$

und mit Gleichung (7)

$$\frac{d\Phi_{11}}{d\Phi_{21}} = 1 \quad \text{oder} \quad \Phi_{11} = \Phi_{21}.$$

Das heißt: der in Spule I verlaufende und von dieser erzeugte Fluß Φ_{11} soll gleich sein dem in der Spule II verlaufenden, aber von Spule I erzeugten Fluß Φ_{21}. Diese Forderung ist praktisch nur dann erfüllbar, wenn die Primärspule ganz im Innern der Sekundärspule verläuft: Ringspulenlufttransformator. Als erstes Ergebnis stellen wir hin: Beim Ringspulenlufttransformator liegt der durch die Durchflutungsgleichung (5) definierte Magnetisierungsstrom in Phase mit dem resultierenden Fluß der Primärwicklung, wenn diese im Innern der Sekundärwicklung verläuft.

Es bedarf nicht der Wiederholung der gleichen Rechnung, um nachzuweisen, daß Φ_{II} in Phase mit J_0 liegt, wenn die Bedingung

$$\frac{L_2}{M} = \frac{w_2}{w_1}$$

erfüllt ist. Deren physikalischer Sinn ist, daß der in Spule II verlaufende und von dieser erzeugte Fluß Φ_{22} gleich sein soll dem in der Spule I verlaufenden, aber von Spule II erzeugten Fluß Φ_{12}. Diese Forderung ist praktisch nur dann erfüllbar, wenn die Sekundärspule ganz im Innern der Primärspule verläuft. Wir finden somit als zweites Ergebnis: Beim Ringspulenlufttransformator liegt der durch die Durchflutungsgleichung (5) definierte Magnetisierungsstrom in Phase mit dem resultierenden Fluß der Sekundärwicklung, wenn diese im Innern der Primärwicklung verläuft.

Und als Zusammenfassung beider Ergebnisse:

Beim Ringspulenlufttransformator liegt der durch die Durchflutungsgleichung

$$w_1 \dot{J_0} = w_1 J_1 + w_2 J_2$$

definierte Magnetisierungsstrom stets in Phase mit dem resultierenden Fluß der inneren Spule, gleichgültig, ob diese Primär- oder Sekundärspule ist.

Zusammenfassung

Bei dem Ringspulenlufttransformator treten besondere Phasenlagen des Magnetisierungsstromes auf. An Hand der Durchflutungsgleichung und der Gleichungen für die EMKK ergibt sich, daß der Magnetisierungsstrom stets in Phase mit dem Fluß der inneren Ringspule sein muß.

(Eingegangen am 27. Dezember 1928)

Zuschriften an die Schriftleitung

Der Einfluß der Korngröße auf die magnetischen Eigenschaften

Zuschrift von Herrn Karl Daeves, Düsseldorf

In der technischen Physik hängt wohl niemals ein Geschehnis nur von einem Faktor ab. Aufgabe des technischen Physikers ist es, die entscheidenden Umstände herauszuschälen und damit der Praxis die Mittel zur Verbesserung des Erzeugnisses anzugeben.

Danach bedürfen die Ausführungen von O. von Auwers[1]) einiger Ergänzungen.

Ruder[2]), Yensen[3]) und Daeves[4]) hatten festgestellt, daß die Wattverluste von Transformatorenblechen neben der chemischen Zusammensetzung in erster Linie von der Korngröße abhängen. Eine Abhängigkeit nur von der Korngröße war von keinem der drei Forscher behauptet[5]),

[1]) O. v. Auwers, Zeitschr. f. techn. Phys. **9** (1928), 457.

[2]) A. I. M. E. Trans. (1913), 2805.

[3]) T. D. Yensen, J. Am. Electr. Eng., Mai 1924. Vgl. auch ETZ. **45** (1924), 534.

[4]) K. Daeves, St. u. E **44** (1924), 1283 und Zeitschr. f. Elektrochemie **10** (1926), 479.

[5]) Vgl. z. B. die Arbeit von Daeves, die ausführlich auf den Einfluß des Kohlenstoffs und seiner Ausbildungsform, Glüh- und Abkühlungsbedingungen eingeht.

wohl aber ein entscheidender Einfluß dieses Faktors. von Auwers bestritt auf Grund eigener Untersuchungen[6]) diesen entscheidenden Einfluß („Die Kornzahlen können also keinen entscheidenden Einfluß haben"; „Die Korngröße ist nicht das Ausschlaggebende"). Eine Kritik dieser Arbeit wurde von Daeves[7]) und Eichenberg und Oertel[8]) gegeben.

Eine spätere Arbeit von v. Moos, Oertel und Scherer[9]) bestätigt die Ergebnisse von Daeves, „daß der Korngröße bzw. der Zahl der geschnittenen Korngrenzen in bezug auf die magnetischen Eigenschaften eine ausschlaggebende Rolle zukommt". Bemerkt sei noch, daß eine „geradlinige" Abhängigkeit niemals eine alleinige Abhängigkeit bedeutet.

Der Einfluß der Korngrenze macht sich auch in der neuen Arbeit von v. Auwers[1]) ausschlaggebend dahin bemerkbar, daß — abgesehen von dem Reckgrad mit 25 %, dessen ungewöhnlich niedriger Wattverlust wohl auf einem Ausreißer beruht — die geringsten Wattverluste bei gröbstem Korn auftreten.

Ein anderes Ergebnis würde auch im Gegensatz zu der Praxis der Herstellung von Transformatoren- und Dynamoblechen stehen, die seit Jahren in allen Arbeitsgängen auf die Erzielung eines möglichst groben Endkorns durch Wahl entsprechender Walzdrucke, Walz- und Glühtemperaturen hinarbeitet. Bei verhältnismäßig gleichmäßiger Analyse und Verarbeitungsgängen, wie sie in großen Werken üblich sind, kann man sogar mit einiger Sicherheit aus der Bestimmung der Korngrenzenzahl je mm Blechlänge die Wattverluste voraus berechnen.

Die Erklärung, daß der Einfluß der Korngröße auf die Verlustziffern kein unmittelbarer sei, sondern auf der Wirkung der Korngrenzen beruhe, ist bereits von Yensen[3]) und in etwas geänderter Form von Daeves[7]) gegeben worden. Yensen nahm eine magnetisch harte Zwischenschicht an, während Daeves in Anlehnung an Ruder[10]) mehr eine Störung des magnetischen Flusses durch seine Unterbrechung an den Korngrenzen und durch die beim ständigen Richtungswechsel in verschieden orientierten Kristallen eintretenden Verluste als Ursache ansah. Beide Auffassungen unterscheiden sich nur wenig.

Für die Belange der Praxis ist jedenfalls von Bedeutung, daß alle Forscher nunmehr dahin übereinstimmen, daß für die Höhe der Wattverluste in silizierten und anscheinend auch unsilizierten Blechen die Korngröße, der chemische Reinheitsgrad und die Form des Kohlenstoffs entscheidend sind.

Düsseldorf, Januar 1929. Karl Daeves.

[6]) Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 578
[7]) Zeitschr. f. Elektrochemie **10** (1926), 479.
[8]) St. u. E. **47** (1927), 262.
[9]) St. u. E **48** (1928), 477.
[10]) Trans. Am. Soc. Steel Trtg. **8** (1925), 23.

Erwiderung von Herrn O. v. Auwers, Berlin-Siemensstadt

Ich begrüße die Ausführungen von Herrn Daeves, da sie zu einer weiteren Klärung der Frage beitragen. Im großen und ganzen stimme ich mit den dort geäußerten Ansichten überein. Wenn es trotzdem den Anschein haben könnte, als beständen in einzelnen Punkten sachliche Meinungsverschiedenheiten, so liegt das wohl mehr an einer Verschiedenheit der ursprünglichen Fragestellung. Etwas übertrieben könnte man sagen: Daeves fragt, ob im praktischen Betrieb die Korngröße ein Maßstab für die Wattverluste eines Bleches sein kann oder ist und bejaht die Frage mit Recht. Auwers fragt dagegen: Ist die Korngröße die physikalische Ursache der Verschiedenheiten der Wattverluste? In dieser Isoliertheit scheinen die Versuche für eine Verneinung der Frage zu sprechen. Oder anders ausgedrückt: Daeves geht von dem in der Praxis vorkommenden Blech mit allen seinen unvermeidbaren Verunreinigungen aus, während Verfasser versucht hat, den Einfluß der Korngröße nach Möglichkeit zu isolieren. Damit hängt eng zusammen die Frage nach dem Mechanismus des Einflusses der Korngröße. Die von Yensen gegebene Erklärung, die mit meiner übereinstimmt, hat nur bei technischen Blechen, d. h. solchen mit Verunreinigungen, Sinn, während die von Daeves gegebene von Zwischensubstanzen unabhängig ist, also gerade auf den vom Verfasser angestrebten Grenzfall anwendbar sein müßte. Es wäre von großem Interesse, die Daevessche Auffassung an reinstem Material zu prüfen. Daß sich beide Auffassungen nur wenig unterscheiden, kann ich Herrn Daeves nicht zugeben, da im einen Fall Verunreinigungen notwendig, im anderen Fall nicht notwendig sind.

Mag man so die physikalische Frage nach wie vor für umstritten halten, soll doch gerne zugegeben werden, daß in der Beantwortung der phänomenologischen volle Übereinstimmung im Sinne der Daevesschen Antwort besteht.

Siemensstadt, im Januar 1929.

O. v. Auwers.

„Über die Anwendung von Temperaturgefällen bei metallographischen Untersuchungen".

Herrn O. Tesche ist bei seiner Arbeit[1]) offenbar meine Veröffentlichung „Stetige Gefüge-

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. **9** (1928), 419/22.

Analyse" [Stahl und Eisen **43** (1923), 1137/38] entgangen, in der das gleiche Verfahren in seiner metallographischen Anwendung beschrieben ist. Dort findet sich auch die gewünschte Vorrichtung zur Herstellung zeitlich konstanter Temperaturgefälle, sowie zur exakten Festlegung des Verlaufs der Temperatur. Ebenso werden Angaben über die Untersuchung von Rekristallisations-Diagrammen und Umwandlungs-Punkten gemacht.

Schliffbilder, die nach diesem Verfahren hergestellt wurden, finden sich z. B. im Werkstoff-Handbuch Stahl und Eisen (Verlag Stahleisen m. b. H. Düsseldorf), Blatt T 1—3/4. Dort sind die Gefügeübergänge in einem von stetig steigenden Temperaturen abgeschreckten Stab wiedergegeben.

Es erscheint zweckmäßig, bei dieser Gelegenheit wiederholt auf die Anwendung derartiger Schliffe für den Unterricht, unter Umständen in Verbindung mit kinematographischen Aufnahmen des unter dem Mikroskop bewegten Streifens, hinzuweisen. Sie geben einen sehr klaren Eindruck über die Vorgänge, die sich mit steigender Temperatur oder steigendem Kohlenstoffgehalt in Stahllegierungen abspielen.

Düsseldorf, 5. November 1928.

Karl Daeves.

Antwort des Herrn O. Tesche

Die Veröffentlichung des Herrn K. Daeves ist mir bei Abfassung meiner Arbeit in der Tat unbekannt gewesen. Die Zeitschrift „Stahl und Eisen" steht mir hier nicht zur Verfügung; auch ist es mir bis jetzt nicht gelungen, der in Frage stehenden Publikation anderweitig habhaft zu werden. Meine Stellungnahme kann daher keine endgültige sein. Soweit ich aus den obenstehenden Zeilen des Herrn Daeves ersehen kann, berühren sich beide Veröffentlichungen allerdings sehr eng. Ich möchte indessen nochmals hervorheben, daß meine Arbeit gänzlich unabhängig ist und mit keiner früheren Veröffentlichung im genetischen Zusammenhang steht.

Benoni (Südafrika), im Dezember 1928.

O. Tesche.

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Ardenne, M. v., Verstärkermeßtechnik. 235 S., 246 Abb. Julius Springer, Berlin. 1929. Geh. Rm. 22,50, geb. Rm. 24,—.

Blüh, O. und N. Stark, Die Adsorption. Sammlung Vieweg, Heft 93. 136 S., 30 Abb. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Rm 7,75.

Bundschuh, F., Angewandte Hydraulik. 76 S., 55 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1929. Rm. 6,90.

Eggert, J., Lehrbuch der physikalischen Chemie. 2. Aufl. XI, 552 S., 123 Abb. S. Hirzel, Leipzig. 1929. Geh. Rm. 25,—, geb. Rm. 27,—.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. System Nr. 21 Natrium. XVIII/XXXIII, 992 S., 75 Abb. Verlag Chemie G. m. b. H., Berlin. 1928. Rm. 150,—, Subskr.-Pr. Rm. 118,— (postfrei).

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. System Nr. 31 Radium und Isotope. XXIII/IV, 80 S., 4 Abb. Verlag Chemie G. m. b. H., Berlin, 1928. Rm. 15,—, Subskr.-Pr. Rm. 12,— (postfrei).

Hauffe, G., Die symbolische Behandlung der Wechselströme. (Sammlung Göschen 991.) 102 S., 40 Abb. i. T. W. de Gruyter & Co, Berlin und Leipzig. 1928. Rm. 1,50.

Hoppe, F., Wie stellt man Projekte und Betriebskostenberechnungen für elektrische Anschlußanlagen auf? 10. vollst. umgearb. Aufl. XII, 572 S., 355 Abb. Johann Ambr. Barth, Leipzig. 1929. Rm. 21,—.

Jakob, M. und Fr. Kretzschmer, Die Durchflußzahlen von Normaldüsen und Normalstaurändern für Rohrdurchmesser von 100 bis 1000 mm (Heft 311 der Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens) Din A 4. IV, 35 S., 98 Abb. und 14 Zahlentaf. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin NW 7. 1928. Brosch. Rm. 5,50.

Jellinek, K., Lehrbuch der physikalischen Chemie. 2. Bd. (6. Lief.) 2. Aufl. XIV, 364 S., 148 Tab., 384 Abb. Ferdinand Enke, Stuttgart. 1928. Rm. 32,—.

Koppel, I., Chemiker-Kalender. 50. Jahrg. in drei Bänden. 112, 68, 712 und 613, 40 S. mit zahlr. Abb. J. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 20,—.

Müller-Lübeck, Kurt E., Der Quecksilberdampf-Gleichrichter. 2. Band. Konstruktive Grundlagen. VI, 350 S., 340 Abb. und 4 Taf. J. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 42,—.

Pöschl, Th., Methoden und Probleme der Elastizitätstheorie. 23 S. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Rm. 1,75.

Sommerfeld, A., Atombau und Spektrallinien. Wellenmechanischer Ergänzungsband. X, 351 S., 30 Abb. Fr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Geh. Rm. 12,—, geb. Rm. 14.50.

Werk, P., Die Bildtelegraphie. Sammlung Vieweg & Sohn, Heft 95. 86 S., 39 Abb., 3 Taf. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Rm. 5,80.

Besprechungen

◆Stark, J., **Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur.** 8°. XII, 124 S., 11 Taf. und 47 Abb. A. Seydel, Berlin. 1927. Rm. 6,—.

Es ist nicht leicht, durch eine Besprechung zur Lektüre eines Buches anregen zu wollen, das schon vorher der schärfsten Kritik der Fachpresse begegnet ist. Die Einwände von Hirsch und Döpel, die Erwiderungen von Rupp und Hanle u. a. dürfen als bekannt vorausgesetzt werden. Sie alle betreffen die experimentelle Gesichertheit der Unterlagen Starks und sind als solche wohl berechtigt. Sie wären nebensächlich und sie wären womöglich unterblieben, wenn sie nicht als Symptom für die Wichtigkeit der auf unsicherer Grundlage aufgebauten Schlußfolgerungen gelten könnten. Tatsächlich ist es nicht belanglos, wenn ein neuer Versuch eines Atommodells gewagt wird — zumal von einem so intuitiven Kopf wie J. Stark — der aus dem Unzulänglichen der augenblicklich herrschenden Atomtheorie herausfuhren soll. Denn man darf es wirklich nur als einen unerlaubten Prozeß der Gewöhnung bezeichnen, wenn man bei der Emission das seine Endbahn „vorauswissende" Elektron und für das nicht strahlende Elektron die Ungültigkeit der Maxwellschen Gleichungen hinnimmt, oder man darf mit Stark in der Entwicklung immer neuer Wege zur Beschreibung aller Vorgänge im Atom (Schrödinger, Heisenberg u. a.) trotz aller bewundernswerten Erfolge

mit Recht einen Beweis dafür sehen, daß „die" Atomtheorie noch nicht gefunden ist.

Es ist bemerkenswert, daß Stark in seinem neuen Versuch „Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur" sowohl seinen früheren Standpunkt, den Sitz der Emission im Atomion zu sehen, ebenso fallen läßt, wie er seine schroffe Ablehnung der Bohrschen Theorie aufgibt. Er sucht vielmehr einen vermittelnden Standpunkt zwischen diesen beiden Extremen, der alten Starkschen Atomtheorie und der Bohrschen Elektronenbahntheorie, indem er die Wechselwirkung beider Bestandteile des Atoms unter der Herrschaft der Maxwellschen Gleichungen zur Grundlage einer neuen Emissionstheorie und einer präzisierten Vorstellung der elektromagnetischen Kraftfelder im Atom macht. Und darin liegt zweifellos etwas gesundes und richtiges. Wieweit dieser erst in seinen Umrissen erkennbare Grundgedanke noch modifiziert werden muß, bleibt der Zukunft vorbehalten und wir glauben, daß Stark selbst derjenige sein wird, der seine Vorstellungen noch am häufigsten abwandeln wird. Für die Gegenwart ist allein wichtig, daß die hier entwickelten Gedankengänge zu neuen Fragestellungen und neuen Experimenten anregen, kurz daß sie heuristischen Wert haben können und ihn in der Anregung zu neuen Versuchen über den Polarisationszustand der Strahlung schon bewiesen haben. Wieweit die von Stark selbst gegebenen Experimente bereits Beweiskraft für seine Anschauungen über die Atomionfelder haben, ist eine Frage von untergeordneter Bedeutung. Auf sie im einzelnen einzugehen, erübrigt sich in Anbetracht einer bereits in der Phys. Zeitschr. **29** (1928), 781 erschienenen ausführlichen Inhaltsangabe. Hervorgehoben sei nur, daß J. Stark unter weitgehender Annahme Bohrscher Vorstellungen einen unsymmetrischen Aufbau sowohl des Atoms (Axialität der Atomstruktur) als der Emission der Quanten [je nachdem, unter welchem Winkel und auf welcher Atomseite ein Quant ausgesandt wird (Axialität der Lichtemission)] annimmt und in seinen mitgeteilten Experimenten bereits nachgewiesen zu haben glaubt. Darüberhinaus glaubt er, das Plancksche Wirkungsquantum mit dem Drehimpuls des Atomkerns in Verbindung bringen zu können. Das Buch ist nicht nur im Rahmen früherer Starkscher Arbeiten interessant, sondern auch zur Krisis der Atomtheorie lesenswert. Jedenfalls tut man Stark unrecht, wenn man ihm um seiner „spekulativen Theorie" willen einen falschen Ehrgeiz zum Vorwurf macht, gegen den er sich selbst verwahrt. Faraday hat auch nicht anders gearbeitet, bis er durch Maxwell gerechtfertigt wurde. Ausschlaggebend allein ist der Erfolg, der allerdings durch die Eigenwilligkeit der Starkschen Terminologie verzögert werden wird, da diese den heutigen Physikern den Zugang zu den Vorstellungen Starks versperrt oder doch sehr erschwert.

O. v. Auwers.

◆**Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Aachen.** Bd. II. 1926/27. Herausgeg. von W. Rogowski. 202 S., zahlr. Abb. Jul. Springer, Berlin. 1928. Rm. 12,—.

Das vorliegende zweite Heft der Arbeiten aus dem El. Institut der T. H. Aachen bringt wieder wie das erste eine große Reihe sehr interessanter Arbeiten gesammelt, die im Laufe des Jahres vereinzelt im Archiv für Elektrotechnik erschienen sind.

Der Hauptteil der Untersuchungen beschäftigt sich mit Theorie und experimenteller Untersuchung des Durchschlags. Von theoretischen Arbeiten sind zwei bekannte wichtige von Rogowski abgedruckt. Die eine beschäftigt sich mit den Schwierigkeiten, die die Townsendsche Theorie hat, die beobachtete sehr kurze Durchschlagszeit mit den Wanderungsgeschwindigkeiten der positiven Ionen in Einklang zu bringen. Die zweite über „molekulare und technische Durchschlagsfeldstärke fester elektrischer Isolatoren" befaßt sich mit den elektrischen Kräften, die zur Zerreißung eines Ionenkristallgitters notwendig sind und den Einflüssen die ein submikroskopisches Faltengefüge mit den darin bewegten positiven Ionen auf den Durchschlagsmechanismus hat. Zwei Arbeiten von Rogowski, Flegler und Tamm behandeln die Untersuchung des Durchschlags mit dem Kathodenoszillographen. Die erste Arbeit bringt eine große Menge von Wanderwellenoszillogrammen auf Leitungen und ihre Umbildung durch Schaltungselemente, wie Kondensatoren, Widerstände und Spulen. Beachtenswert sind die recht großen Steilheiten der Schaltwellen (bei 5000 Volt und Quecksilberschalter), die etwa 1 bis 1,5 m Lichtweg betragen.

Messungen über Stoßdurchschlag in Luft, Öl und Glimmer ergeben außerordentlich kurze Zeiten für den Übergang vom isolierenden in den leitenden Zustand, etwa 10^{-8} sek und weniger. In Luft erfolgt der Durchbruch z. T. stufenweise. In der zweiten Arbeit von R. Tamm wird dieser stufenweise Zusammenbruch im homogenen Feld weiter untersucht. Besonders bei Luft von vermindertem Druck und bei Wasserstoff herrscht starke Stufenbildung.

Über die Entwicklung und eine neue Bauart des Kathodenoszillographen, insbesondere über die Schieberblende, das Ablenkrohr, die Aufnahmekammer, die Zeitablenkung und die Auslöseschaltung berichten Rogowski, Flegler und Tamm.

Die Leitfähigkeit von Transformatorenöl untersucht V. Toriyama, die Leitfähigkeit und die Formierung von Kunstharzen R. Sonnenschein.

Schließlich berichtet Hammers über einen oberwellenfreien Gleichstromgenerator und Wolman über Messungen mit dem magnetischen Spannungsmesser an Eiseneinkristallen.

Ganz besonders interessant sind die Aufnahmen mit dem Kathodenstrahloszillographen. Das Aachener Institut ist ja bahnbrechend für die technische Durchbildung dieses ungemein wichtigen Apparats gewesen, und man sieht in den Arbeiten eine große Zahl sehr schöner Aufnahmen. Zeitintervalle von 10^{-7} bis 10^{-8} sek bei einmalig verlaufenden Vorgängen sind bequem und sicher beobachtbar, und oft sagt ein Oszillogramm z. B. über den Funkenverlauf klar und knapp mehr aus, als durch lange theoretische Überlegungen im Gebiet dieser noch relativ unerforschten Erscheinungen erreicht werden kann. Die bisherigen Erfolge sind sehr befriedigend und lassen auf noch schönere hoffen.

Das vorliegende Heft gibt wieder einen guten Überblick über die vielseitige und erfolgreiche Arbeit in Aachen und kann namentlich all denen empfohlen werden die sich für Überspannungen, Durchschlagsvorgänge und für den Kathodenoszillographen interessieren. W. O. Schumann.

◆Brill, A., **Vorlesungen über allgemeine Mechanik.** VIII, 364 S., 165 Abb. i. T. Gv. 8°. R. Oldenbourg, München. 1928. Geh. Rm. 18,—, geb. Rm. 20,—.

Dem Leser wird in diesem Werke das Eindringen in das wichtige Gebiet der rationellen Mechanik dadurch erleichtert, daß der Verfasser von Erfahrungen des täglichen Lebens und Ergebnissen einfacher physikalischer Versuche ausgeht, und den Studierenden so allmählich mit den Begriffen und Formulierungen der Mechanik vertraut macht, bevor er zu den eigentlichen mathematischen Ableitungen übergeht. Man erkennt daraus, wie auch an den eingestreuten Beispielen und Aufgaben, daß das Werk aus dem Unterricht hervorgegangen ist. Dadurch wird es besonders für den angehenden Studierenden wertvoll, ohne im übrigen an Strenge und Klarheit einzubüßen. Neben der Problembehandlung in Koordinatenform wird gelegentlich auch vektoriell gerechnet, um die Bedeutung der in der Kontinuumsmechanik unentbehrlichen Vektormethoden kennen zu lernen. Die Entwicklungen des Buches gehen bis zum Hamiltonschen Prinzip und den kanonischen Differentialgleichungen. Im Kapitel über den starren Körper findet auch der Kreiselkompaß Berücksichtigung. G. Gebhardt.

Allgemeine technische Mitteilungen

Technischer Literatur-Kalender. 3. Aufl. 1929. Der Deutsche Verband technisch-wissenschaftlicher Vereine hat sein Erscheinen befürwortet.

Das Buch wird biographische und bibliographische Mitteilungen über 7000 lebende technische Schriftsteller des deutschen Sprachgebietes auf Grund ihrer eigenen Angaben enthalten. Es erscheint im Februar 1929 im Verlage R. Oldenbourg, München, zum Preise von Rm. 24,—.

Mitglieder der dem Deutschen Verbande angeschlossenen Vereine erhalten das gebundene Buch bei Bestellung durch die Geschäftsstelle ihres Vereins zum Vorzugspreise von Rm. 20,—, der durch Postnachnahme erhoben wird. Der Vorzugspreis gilt nur bis zum 31. Mai 1929.

Wissenschaftliche Nachrichten

Berlin. Metallographische Ferienkurse des Außeninstituts der Technischen Hochschule unter Leitung von Prof. Dr.-Ing. Hanemann.

Kurs I (Technik der Metallographie, Kristallisationslehre, Zustandsschaubilder, Metallographie von Stahl, Grauguß, Temperguß, Hartguß, Kupfer, Messing, Bronze, Metallegierungen, Leichtmetalle, Grundzüge der Wärmebehandlung und Schmiedebehandlung, des Glühens, Härtens, Vergütens) vom 6. bis 16. März.

Kurs II (Röntgenspektroskopie, ternäre Zustandschaubilder, Verfestigung und Rekristallisation, spezielle Metallographie des Stahls und Graugusses) vom 18. bis 22. März.

Täglich 2 Stunden Vortrag und 4 Stunden Übungen. Teilnehmergebühr 175,— Rm. für Kurs I, 100,— Rm. für Kurs II. Anfragen und Anmeldungen an das Außeninstitut der Technischen Hochschule, Charlottenburg 2, Berlinerstraße 171.

Jena. Im Zoologischen Institut der Universität Jena veranstalten die Herren Prof. Dr. P. Hirsch, Oberursel i. T. und Dr. F. Löwe, Jena vom 11. bis 16. März 1929 den VIII. Ferienkurs in Spektroskopie, Interferometrie und Refraktometrie.

Nähere Auskunft erteilt Herr A. Kramer, Jena, Schützenstr. 72. Die Teilnehmergebühr beträgt für Angehörige deutscher und österreichischer Hochschulen Rm. 25,—, für alle anderen Teilnehmer Rm. 50,—. Anmeldungsschluß 9. März 1929.

Personalnachrichten

Leipzig. Am 14 Januar 1929 feierte Kommerzienrat Dr.-Ing. eh. Wilh. Mathiesen in körperlicher und geistiger Frische seinen 70. Geburtstag. Sein Name ist unmittelbar verknüpft mit der Entwicklung der Bogenlampe durch seine Arbeiten „Das Bogenlicht und seine Anwendung 1899" und „Der elektrische Lichtbogen 1923", in denen die Ergebnisse der umfassenden Forschungsarbeiten Mathiesens niedergelegt sind.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 7. Januar 1929 wurde unser langjähriges Mitglied

Adolf Mensing, Kapitän zur See a. D.,

von den Lasten des Alters im 84. Lebensjahr erlöst.

Wir trauern ihm mit der Verehrung nach, die sein gütiger Charakter, sein großes Interesse für die Wissenschaft und seine eigenen Leistungen auf dem Gebiete der Forschung ausgelöst haben, und werden ihm ein treues Andenken bewahren.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Prof. Dr. Gehlhoff,
1. Vorsitzender.

1. Gemeinsame Sitzung mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin am Freitag, dem 15. Februar 1929, abends 7½ Uhr c. t., im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berliner Straße 172:

Herr E. Rupp: Neuere Versuche zur Elektronenbeugung.

2. Sitzung am Freitag, dem 1. März 1929, abends 7½ Uhr c. t., im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berliner Straße 172:

Herr R. Swinne: Die Atombindung bei ferromagnetischen Stoffen.

Wir machen wiederholt darauf aufmerksam, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. Telephon G. 3, Lichterfelde 1661.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Fritz Born, Tempelhof:
Herr Dr. phil. Fritz Streuber, Berlin-Tegel, Straße 38, Nr. 18.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr.-Ing. Franz Kanhäuser, Kaznejov b. Pilsen (Cechoslovakei).
Herr Dipl.-Ing. Walter Kohl, Dresden-A. 21, Niederwaldstraße 22.
Herr Dipl.-Ing. P. Prior, (Metallgesellschaft A.-G., Lit. Abtg.), Frankfurt a. M.

Seitens des Herrn Dr. Fr. Lange, Kronshagen bei Kiel:
Herr Physiker Dr. Max Haase, Kiel, Karlstraße 24 I.

Seitens des Herrn Dr. Karl Lark-Horovitz, Lafayette, Inda:
Physics Departement, Purduc University, Lafayette, Inda, USA.

Seitens des Herrn Prof. Martienssen, Kiel:
Elektroakustik G. m. b. H., Kiel, Werk Ravensberg.

Seitens des Herrn Prof. Dr. L. Müller, Brünn:
Herr Ingenieur Bohuslav Kvet, Pardubice (Böhmen), Telegrafia A.-G.

Seitens des Herrn Dr. Arthur Partzsch, Berlin-Karlshorst:
Herr Dr. phil. Herbert Augustin, Berlin-Zehlendorf, Waltraudstraße 18.

Seitens des Herrn Prof. C. Ramsauer, Berlin:
Herr Dr.-Ing. Ernst Brüche, Forschungsinstitut der AEG., Berlin-Reinickendorf, Holländerstraße.

Seitens des Herrn Prof. Dr. M. Reich, Göttingen:
Herr Dr. phil. Spiro Kyropoulos, Göttingen, Planckstraße 9.

Seitens des Herrn Prof. Dr. A. Smekal, Halle a. d. S.:
Herr Prof. Dr. Gerhard Hoffmann, Halle a. d. S., Am Kirchtor 8.

Seitens des Herrn Dr. Vieth, Köln-Bayental:
Herr Prof. Dr. L. Grebe, Bonn, Röntgen-Institut der Universität.
Herr Dr. phil. Karl Hecht, Bonn a. Rh., Beethovenstraße 9.

Seitens des Herrn Dr. M. Weth, Berlin-Wittenau:
Herr Ernst Peters, Waidmannslust, Waidmannstr. 31.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Wiegner, Leipzig:
Herr Paul Hentschel, Leipzig S 3, Eichendorffstr. 32.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Dr. Nils Angström, Stockholm i. Schw., Upsalag. 72, jetzt Stockholm in Schweden, Kungslensgalan 56.
Herr Dr. H. Gabler, Kiel, Düsternbrookerweg 90/92, jetzt Kiel, Düppelstraße 72 I.
Herr Dr. E. Gerold, Gelsenkirchen, Uckendorferstr. 304, jetzt Dortmund, Calvinstraße 40.
Herr Dr. Werner Kluge, Dresden, Teutoburgerstraße 16, jetzt Charlottenburg, Englischestraße 28.
Herr Dr. Kröner, Hanau a. M., Sandeldamm, jetzt Hanau a. M., Friedrichstraße 6.
Herr Dr.-Ing. Lohrmann, Berlin NW 21, Alt-Moabit 86, jetzt Berlin-Siemensstadt, Riehlstraße 13 II.
Herr Dr. Wilh. Molthan, Karlsruhe, Vorholzstraße 52, jetzt Karlsruhe, Kriegsstraße 246.
Herr Prof. Dr.-Ing. Ludwig Müller, Brünn, Karafiatgasse 2, jetzt Brünn, Meierhofgasse 7.
Herr Dr. J. Pfaffenberger, Berlin N 65, Hennigsdorferstraße 21, jetzt Berlin-Reinickendorf, Markstraße 4.
Herr Prof. Dr. K. H. Scheumann, Berlin-Zehlendorf, Spandauerstraße 51, jetzt Leipzig C 1, Talstraße 38 (Institut für Mineralogie und Petrographie der Universität).
Herr Dr. Erich Schmidt, Berlin, Kurfürstendamm 58, jetzt Berlin W 15, Lietzenburgerstraße 24/25.
Herr Dr. H. Schriever, Tempelhof, Wittelsbacherkorso 131, jetzt Tempelhof, Braunschweigerring 54.
Herr Dr. Max Sende, Mexiko d. F., jetzt Dresden-Blasewitz, Wasserturmstraße 8.
Herr Prof. Dr. A. Smekal, Halle a. d. S., Paradeplatz 6, jetzt Halle a. d. S., Blumenstraße 15 part.
Herr Dipl.-Ing. Ferdinand Thilo, Leipzig-Lindenau, Luppenstraße 28, jetzt Berlin-Steglitz, Horstkohlstr. 14.
Herr Dipl.-Ing. N. J. C. Tierie, Choebeng Boulevard 23, Soerabaja Nied. Ost, jetzt Rampal Nr. Malang (Java) Niederländisch Ost-Indien (Hauptmann der Pioniertruppen).
Herr Prof. Dr. Otto Treitel, Mannheim, Böcklinstraße 27, jetzt Mannheim, Max-Josefstraße 29 IV.
Herr Dr. Franz Tuczek, Berlin W 35, Potsdamerstr. 26, jetzt Spandau-Ruhleben, Murellenweg 13 I.
Herr Dr. H. Weinnoldt, Berlin-Siemensstadt, Harriesstraße 5, jetzt Berlin-Siemensstadt, Harriesstraße 10.
Herr Dr. Gustav Wietzel, Ludwigshafen a. Rh., Hanserstraße 1, jetzt (I. G. Farbenindustrie, Forschungslaboratorium), Oppau.

Verstorben

Herr Kapitän Adolf Mensing, Berlin W 62, Kurfürstenstraße 99.
Herr Prof. Dr. Wirtz, Technische Hochschule, Darmstadt.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Hessen

Vortrag am Montag, den 28. Januar 1929, im Institut für physikalische Grundlagen der Medizin, Theodor Stern-Haus, Frankfurt a. M.-Süd

Herr M. Brenzinger: „Ein neuer Kathodenstrahl-Oszillograph und Demonstration eines Gleichstrom-Hochspannungs-Apparates".

Anschließend Besichtigung des Instituts für physikalische Grundlagen der Medizin.

A. Bestelmeyer, Vorsitzender.

Ortsgruppe Rheinland-Westfalen

Gemeinsame Tagung in Düsseldorf am 19. Januar 1929 der Deutschen Gesellschaft für technische Physik und der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Vorträge

Prof. Körber: Über die Organisation und das Arbeitsgebiet des Eisenforschungsinstituts. — Dr.-Ing. Siebel: Über innere Spannungen in großen Schmiedestücken. — Dr. phil. Heinzel: Zur Systematik der Eisenlegierungen. Einfluß von Elementen auf den Polymorphismus des Eisens. — Dr. phil. Wever: Über Eisen-Beryllium- und Eisen-Borlegierungen, insbesondere über die Struktur des Eisen-Borides. — Dr.-Ing. Bierbrauer: Benetzbarkeit und Adsorption in ihrer Bedeutung für Flotationsvorgänge. — Dipl.-Ing. Schmid: Über Deformationstexturen. — Chemiker Thanheiser: Über die Ursache der Blasenbildung beim Beizen von Flußstahl durch eindiffundierenden Wasserstoff. — Dr. phil. Schmick: Über die Bestimmung von Gastemperaturen mittels Druckdifferenzmessung. — Dr.-Ing. Naeser: Über ein Farbfilter zur Temperaturmessung.

Deutsche Physikalische Gesellschaft zu Berlin

Sitzung am Freitag, dem 22. Februar 1929, nachmittags $5^1/_2$ Uhr c. t., im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität, Berlin NW, Reichstagsufer 7/8:

Herr P. Debye (Leipzig): Versuche über die Zerstreuung von Röntgenstrahlen an einzelnen Molekeln.

Redaktionsschluß am 19. Februar 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Zeitschrift für technische Physik

1929 | Zehnter Jahrgang | Nr. 3

INHALT

Originalmitteilungen

Zur Benennung elektrischer Entladungsformen in Luft von Atmosphärendruck [1])

Von Max. Toepler

(Hierzu Tafel III)

Inhalt: Um die zum Festlegen der Namensgebung nötigen Beziehungen der in Luft von Atmosphärendruck auftretenden Entladungsformen und der mit diesen zusammenhängenden Begriffe klarzustellen, wird versucht, diese in einer logisch geordneten Übersicht am Leser vorüberziehen zu lassen. Der Gedankengang ist aus den Überschriften der Abschnitte zu ersehen. Im Abschnitt X werden zur Ausfüllung einer Lücke Messungen von Grenzspannungen bei großen Schlagweiten mitgeteilt.

Der gesamte Entladungsvorgang in Luft zwischen zwei ausgedehnten Elektroden ist durch die räumliche Gestalt des Entladungsraumes und durch die Art der Elektrizitätszufuhr zu ihm bedingt. Nur in schwächsten Feldern verhält sich die Luft wie eine elektrolytische Flüssigkeit von sehr hohem Widerstande, die gesamte Stromverteilung ist verhältnismäßig leicht und jeweils eindeutig angebbar, d. h., es gibt nur diese einzige Entladungsform. Schon hier führt die verschiedene Beweglichkeit der positiven und negativen Träger zu Raumladungen mit Felddivergenz. Bei mittleren und großen Feldstärken erzeugt zudem in Gasen (Luft) die Strömung selbst erst durch Stoßionisation den wesentlichsten Teil aller Stromträger (meist Ionen, seltener Elektronen). Die Leitfähigkeit des Luftraumes ist ungleichförmig verteilt; Trägheitserscheinungen treten hinzu, bei Atmosphärendruck besonders auch die der Luftströmungen, welche die elektrische Strömung begleiten.

Selbst zwischen zwei Platten von konstanter großer Potentialdifferenz besitzt der Entladungsraum nicht durchweg ein einheitliches Feld, eine einheitliche Leitfähigkeit und einheitliche Raumladung, auch hier treten z. B. Funkenströme auf. Erst recht nicht ist dies bei periodisch wechselnder oder gar unregelmäßiger Stromzufuhr zu unregelmäßig gestalteten Elektroden der Fall.

Die Gesamtströmung ist jeweils ein Sammelbegriff verschiedenartiger „Entladungselemente" wie Leuchtfäden, Büschelstiele. Eine erschöpfende Schilderung setzt demnach genau genommen die Festlegung aller Strömungselemente nach Raum und Zeit voraus. Da jedoch bestimmte Gruppen von Stromelementen, z. B. von Stromfäden, oft in der gleichen Weise verbunden auftreten, so kann man umfassender von Entladungsformen größerer räumlicher Ausdehnung sprechen. Auch diese „Entladungsformen" sind jeweils ein Sammelbegriff verschiedenartiger Teile mit verschiedenartigen Stromelementen. Einfache Benennungen der verschiedenen Ausbildungsmöglichkeiten der komplizierten Entladungsvorgänge sind nur einführbar, wenn man für jeden einzelnen Fall eine gewisse Unsicherheit und gefühlsmäßige Willkür offen läßt.

Zu einer Klassifikation, welche eine innere physikalische Berechtigung besitzt, gelangt man, indem man alle Entladungsformen zu den unter einfachsten Versuchsbedingungen, d. h. bei Gleichstrom zwischen kleinen Elektroden mit kleiner Elektrodenkapazität auftretenden in Beziehung setzt. Man gewinnt so die Basis und den Vorteil einer umfassenden, in sich widerspruchslosen, ergänzungsfähigen Nomenklatur. Bis zu hohem Grade ist zudem in der Physik tatsächlich auch dieser Weg schon lange beschritten worden. Es scheint natürlich, daß auch die technischen Definitionen für Entladungsformen Anschluß nehmen an diese schon vorhandene Gleichstromnomenklatur. In diesem Sinne ist nachstehend zunächst die letztere dargestellt und dann auf Wechselspannung u. dgl. eingegangen.

In komplizierten Fällen, z. B. an ausgedehnten Elektroden unter Wechselspannung, treten die verschiedensten, z. T. mißbildeten Gleichstromformen

[1]) Vorliegende Zusammenstellung erfolgte auf Veranlassung des Ausschusses für elektrische Formelgrößen des V. D. E.

nebeneinander und hintereinander auf. Ihr Erkennen und ihr richtiges Einordnen wird durch die Kenntnis der Existenzbereiche der Gleichstromformen wesentlich erleichtert. Auf diese Existenzbereiche ist daher in Abschnitt IX und X unter Mitteilung neuerer Messungen hierzu ausführlich eingegangen.

Sind in dem Luftraume zwischen den Elektroden Fremdkörper, z. B. Glasplatten, Porzellanisolatoren eingelagert, so komplizieren sich die Entladungsformen noch wesentlich; es treten hier Gleiterscheinungen in kleinen Ausmaßen schon an den Oberflächen solcher Fremdkörper auf, wie sie sonst nur in großen Räumen, z. B. bei Blitzen, zu beobachten sind.

A. Zeitliches Verhalten

I. Kontinuierliche und diskontinuierliche Entladung

Die Gesamtströmung ist das Ergebnis des Zusammenwirkens von Stromquellen und Zwischenleitungen, einschließlich des Gasraumes. Die Elektrizitätsquelle kann bezüglich Stromstärke (z. B. Influenzmaschinen) oder Spannung (z. B. Akkumulatoren, Gleichrichter) konstante Ergiebigkeit haben — stetige Stromquellen, Gleichstrom. Technisch wichtiger sind die periodischen Stromquellen, Wechselstrom und einzelne Entladungsstöße, z. B. durch Wanderwellen veranlaßt.

Im Gasraume findet eine beständige Wechselwirkung der einzelnen Stromteile aufeinander statt. Nicht nur werden die in gleicher Zahl durch Stoß erzeugten negativen und positiven Ionen (sie bedingen die Leitfähigkeit des Raumelementes) im Felde der Elektroden fortgeführt (mit oder ohne Beteiligung eines Luftgebläses), sondern es können hierbei auch durch Überschußbildung von Ionen eines Vorzeichens freie Raumladungen (Divergenz des Feldes) entstehen, welche ihrerseits das gesamte Feld deformieren. Jedes Raumelement besitzt eine gewisse, von der Stromverteilung abhängige Kapazität, seine Aufladung erfordert Zeit.

Bei stetiger Elektrizitätszufuhr zu den Elektroden kann diese Wechselwirkung zu einem dauernden dynamischen Strömungsgleichgewichte führen mit dauernd unverändert bleibender Verteilung von Stromdichte, von Raumladungen, von Stoßionisationen mit Leuchten, von spezifischer Leitfähigkeit der einzelnen Raumteile, d. h. zu zeitlich-stetigen kontinuierlichen Entladungsformen.

Es kann aber, selbst wenn den Elektroden stetig Elektrizität zugeführt wird, die gesamte Wechselwirkung der Raumteile aufeinander zu unstetigen, zeitlich diskontinuierlichen Strömungsvorgängen führen, z. B. zu knatternder Büschelentladung oder zu zischender Streifenentladung oder gar zu einem Funkenstrome zwischen den Elektroden selbst, z. B. trotz stetig wirkenden Influenzmaschinen. Die Angabe der hinreichenden und notwendigen Bedingungen hierzu gehört nicht in den Rahmen dieser Arbeit. Für das zeitliche Verhalten der Gesamtströmung ist also auch der Gasraum wesentlich mitbedingend, der Stromteil im Gasraume kann von sich aus bei stationärer oder regelmäßig periodischer Stromquelle die Strömung zeitlich zerhacken. Erst recht wird unstetige Stromzufuhr (Wechselspannung oder Stoß) zu zeitlich diskontinuierlichen, allenfalls zu periodischen Entladungen führen.

Man könnte zweckmäßig bezüglich der Entladungsformen unterscheiden:

zeitlich kontinuierliche, stetige,
unruhige mit kleinen Schwankungen,
regelmäßig periodische,
diskontinuierliche Entladung (z. B. Stoßbüschel, Funkenstrom).

Diese Einteilung setzt stillschweigend voraus, daß das zeitliche Verhalten längs der Strömung im Luftraume überall nahe das gleiche ist. Dies wird aber meist nur in beschränktem Maße, speziell nur zwischen nahestehenden Elektroden der Fall sein. Infolge der Möglichkeit des Gasraumes, Raumladung aufzunehmen, d. h. Kapazität zu besitzen, ist die Unstetigkeit der Strömung längs des Gasraumes nicht überall gleich groß, ja unstete Strömung an den Elektroden wird meist in beinahe stetige in größere Entfernung verwandelt werden und umgekehrt. Allgemein wird sich auf Stromstücken mit fallender Charakteristik zwischen Stromstücken mit steigender Charakteristik eine Stelle mit diskontinuierlicher Strömung ausbilden, unter Zusammenfassen, Zusammenschnüren zahlreicher Stromfäden in einen Entladungsstrom.

Hat man z. B., vgl. Abb. 1, eine Anodenkugel gegenüber einer weit entfernten Platte, so bilden sich nach Überschreiten der Anfangsspannung und dann wieder nach der Grenze stetiger Glimmentladung an der Kugel knatternde Stoßbüschel. In ihren Stielen fließt die Elektrizität stoßweise. In der Büschelkrone entsteht Raumladung, diese wird durch das Feld und den elektrischen Wind in fast stationärem Strome der Platte zugeführt.

Man hat also:

streckenweise diskontinuierliche und streckenweise nahe kontinuierliche Entladung, sie sei „gemischt kontinuierlich" genannt.

II. Hysterese (Nachwirkung)

Bei der Ausbildung periodischer oder allgemein bei zeitlich diskontinuierlichen Entladungen spielt die „Hysterese", das „Nachwirken" der



Wechselwirkung der einzelnen Stromelemente eine ausschlaggebende Rolle. Durch sie werden die Entladungsformen zum Teil zu mehr oder minder großen Zerrbildern der stationären Formen. Man kann unterscheiden

Hysterese der Ionisation und Molisation (d. h. der Wiedervereinigung der Ionen),
Hysterese der Wärmewirkung und der Luftdichte,
Hysterese der Ionenbewegung und des Luftgebläses,

dazu kommt:

die meist kurzdauernde optische Hysterese des Nachleuchtens im Gase

und schließlich:

die subjektiv verschieden langdauernden Nachbilder im Auge.

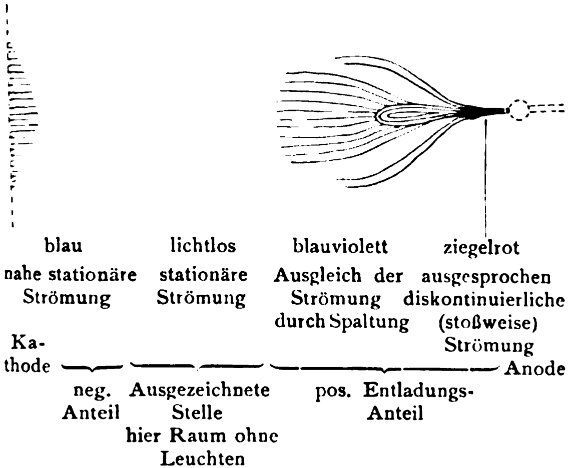


Abb. 1. Entladung zwischen Anodenkugel und Kathodenplatte

Bei Wechselspannung an den Elektroden kann demnach die Strömung im Raume, also auch der zeitliche Ablauf, der beim Wechsel sich ablösenden Entladungsformen, eine Phasenverschiebung zeigen, wobei sogar in großen Schlagräumen nicht alle Teile die gleiche Phase besitzen.

B. Allgemeines über die elektrischen Lichterscheinungen

III. Leuchten und Gesamtströmung

Zahl und Beweglichkeit der Elektrizitätsträger (Ionen, Elektronen) bedingen die elektrische Strömung im Isolator Luft. Für stärkere Ströme genügt die zufällige oder absichtliche Fremdionisation durch ultraviolettes Licht, radioaktive Bestrahlung und dergl. nicht; Stoßionisation muß wenigstens in einzelnen Strombahngebieten vorhanden sein. Das Leuchten, die Lichtemission, findet nur bei oder nahe bei Stoßionisationen statt.[2]) Seine Verteilung gibt also kein volles Bild der Strömung im Gasraume, sondern nur einen kleinen einseitigen Ausschnitt des Gesamtbildes. Zudem ist ein schwaches Leuchten leicht zu übersehen, entweder, weil man zu weit entfernt bleiben muß, oder weil es durch helleres Licht überblendet wird, oder, weil es z. B. bei Wechselspannung infolge eines kurzdauernden Nachleuchtens im Gase oder einer Nachwirkung im Auge gestört wird.

Für vollen Überblick ist es zudem nur selten angängig, in die Beurteilung des Entladungsbildes ausschließlich den Gasraum einzubeziehen, nicht aber die Elektroden und Zuleitungen mit ihrer Kapazität, ihrem Widerstande und ihrer Selbstinduktion.

IV. Färbung des Leuchtens

Die Farbe des Leuchtens eines Raumteiles hängt von Art und Dichte der Stoßionisationen in ihm, also von der Feldstärke und der Zahl der in ihm jeweils vorhandenen Ionen ab. Da beide die Stromdichte mit bedingen, so erscheint meist das Leuchten mit der lokalen Stromdichte eng verbunden.[3]) In Luft von gewöhnlicher Zusammensetzung haben wir mit wachsender Stromdichte etwa folgende Farbenskala:

a) graublau,
b) blau,
c) violett-blau, rötlich-blau,
d) karmin,
e) ziegelrot,
f) orange,
g) schwefelgelb,
h) gelb-weiß,
i) weiß,
k) violett-weiß.

a) bis d) besitzen eine steigende Charakteristik, d. h. Stromverstärkung ist mit Spannungsverstärkung verbunden. d) bis k) besitzen fallende Charakteristik, d. h. mit Stromverstärkung sinkt die Spannung. Z. B. erscheint für positiven Stielbüschel die Austrittsfläche wie i), der Stiel wie d) bis f), die Leuchtfäden der Krone wie b) bis c); oder bei negativem Büschel die Austrittsfläche wie i) bis k), die Leuchtfäden wie b) bis c) und die eventuell vorhandene zentrale Lichtspitze (Lichtpfriem) wie d) bis f).

[2]) Die Lichtanregespannung ist ja nahe gleich der Ionisierungsspannung.

[3]) Daß aber, besonders bei höherer Temperatur, Leuchtfarbe und Leuchtstärke keineswegs immer mit der Stromdichte parallel zu gehen braucht, zeigt besonders deutlich die Schichtbildung im Büschelbogen, in dem bei fast gleichbleibender Strombreite längs der schmalen Strombahn leuchtende und nichtleuchtende Gebiete abwechseln können, vgl. Phot. 4, Tafel III.

V. Elemente, Bausteine der Strömung im Raume

Die gesamte Strömung zwischen zwei Elektroden setzt sich aus verschiedenartigen Strömungsstücken, Stromelementen zusammen. Man kann allgemein unterscheiden:

A. Die Austritts- und Eintrittserscheinungen der Elektrizität dicht an den Elektroden. Diese sind

- lichtloser Austritt und Eintritt ohne Stoßionisation;
- Glimmpunkte oder Glimmflächen mit einfacher oder doppelter Stoßionisation (entsprechend dem bekannten Faradayschen „blauen Lichte“ an der Kathode in Geißlerrohren), Färbung a) bis e),
- Thermionenstrom an glühenden Elektroden,
- Ausströmungen von geladenem Elektrodendampf, Farben e) bis k).

B. Im Raume zwischen den Elektroden:

- lichtlose Strömungsgebiete, meist in Form lichtloser Stromfäden, für welche die Ionen im Raume durch Bestrahlung oder außerhalb am Fadenanfange gebildet werden; es sind Gebiete mit fast Ohmschem Widerstande,
- Leuchtfäden 0,2 bis 1,0 mm dick, Gebiete mit Stoßionisationen und steigender Charakteristik, Farben a) bis d),
- Funkenkanäle mit Stoßionisationen und fallender Charakteristik, hierher gehören auch die Büschelstiele und die Mittelstücke langer Lichtbögen, Farbe d) bis k).

Das Leuchten im Raume ist also fast ausnahmslos auf mehrere oder zahlreiche schmale Raumstreifen in Richtung des Feldes beschränkt.

C. Auch die Leuchterscheinungen ohne Metallelektroden, d. h. zwischen ionenreichen, also leitenden Gasräumen, wie die Blitze oder die sogen. „elektrodenlosen Entladungsformen“ in den Hohlkehlen von Porzellanisolatoren, bestehen aus den unter B. genannten Strömungselementen.

Hierher gehören ferner auch die bekannten Doppelbüschel und dergl. in Striktionselektroden, d. h. in Löchern von Isolatorplatten, ja sogar auch von Metallplatten, welche senkrecht in die Strombahn gestellt werden. Fast wie eine Striktionselektrode wirkt auch ein kleines an die Strombahn gestelltes Metallstück, soweit es nicht von den Teilen der Gesamtströmung umflossen, umspült wird.

Die Angabe aller Stromelemente, d. h. der Lichterscheinungen an den Elektrodenoberflächen und der Verteilung von lichtlosen und leuchtenden Stromfäden und der Funkenkanäle im Entladungsraume selbst bietet die erste Möglichkeit, die Lichtgestalt der Entladung erschöpfend zu schildern.

VI. Gruppen von Entladungselementen, Entladungsgebiete

Die vorgenannten Elemente können einzeln auftreten, z. B. Funken zwischen nahestehenden Elektroden. Nachbarelemente der Gesamtströmung sind jedoch meist nicht unabhängig voneinander. Ganze Raumteile, Gruppen von Elementen können, bezüglich der Strömung aufeinander angewiesen, eng verbunden sein, und sich somit in sich fast geschlossene „Entladungsgebiete“ bilden. So verknüpft ein zufällig vorhandener oder durch die elektrische Strömung entstandener Luftstrom alle seine Raumteile oft so eng, daß er das gesamte Strömungsbild stark deformieren kann. Z. B. beschreibt zwischen zwei schräg gestellten Spitzen, vgl. Abb. 2a, die Lichterscheinung, der elektrische Strom, mitgerissen vom positiven Luftstrom einen weiten Bogen um die Kathodenspitze; bekannt ist auch das Aufsteigen des Lichtbogens mit der aufsteigenden warmen Bahn des vorangehenden.

Allgemein läßt sich bezüglich der Gruppenbildung noch folgendes hervorheben:

In Strömungsgebieten mit steigender Charakteristik, z. B. erfüllt mit Leuchtfäden wie in der Büschelkrone, erfolgt die gesamte Strömung auf breiter Bahn. Solche Stromteile haben die Tendenz, sich bei Stromvermehrung auseinander zu spreizen. Bei natürlicher Behinderung durch benachbarte Stromteile oder bei künstlicher (z. B. besonders auffallend in Glasrohren) bilden sich verkümmerte, anormale Formen, „Kümmerformen“, aus. Das bekannteste Beispiel ist das Auftreten des ungeheuer hohen anormalen Kathodenfalles an zu kleinen Austrittsflächen. Infolge Verkümmerung können die einzelnen Entladungsformen, z. B. bei Spannungssteigerung, vorzeitig oder verspätet in die nächstfolgende umschlagen.

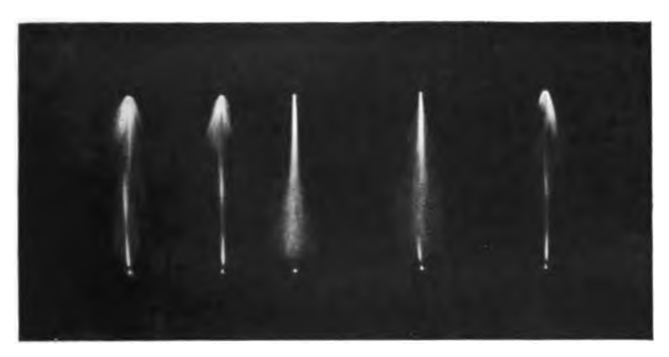
Bei großen Stromdichten (fallende Charakteristik) findet dagegen automatische Einschnürung der Strombahn auf einen oder mehrere schmale Entladungswege, Entladungsschläuche, Entladungskanäle, z. B. Büschelstiele, statt.

Wiederholen sich bestimmte Leuchtgebilde längs der Stromrichtung, so spricht man von „geschichteter Entladung“, Ausbildung regelmäßiger Leuchtmassen.

VII. Positiver und negativer Anteil, ausgezeichnete Stelle oder Fläche, Zwischenstück

Kleine Elektroden fassen die Stromfäden oft viele Zentimeter in den Raum hinaus physikalisch enger zusammen. Jede Elektrode bedingt die Strömung in ihrer Nachbarschaft; diese kann dabei stetig sein oder nicht.

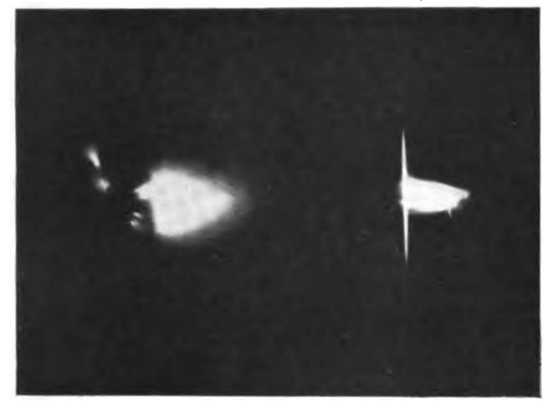
Zwischen zwei kleinen nicht zu fern stehenden Elektroden (bis 15 cm) zerfällt dementsprechend



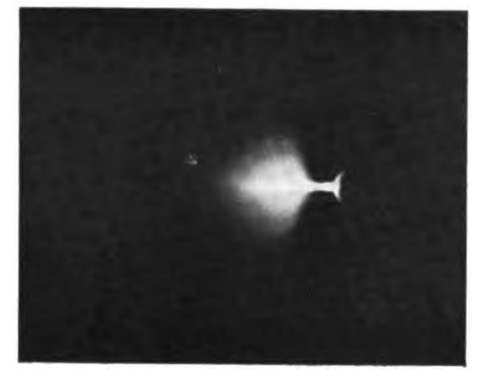
Phot. 1. Zwei Spitzen



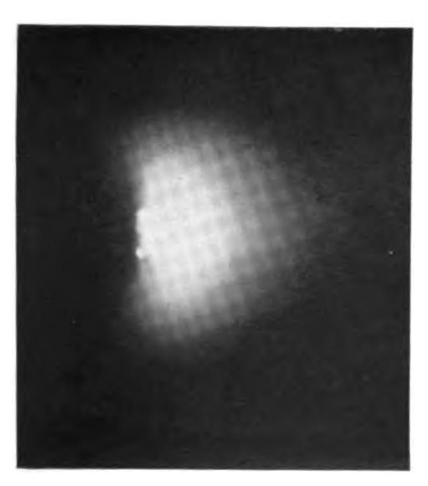
Phot. 5. Pos. Glimmen



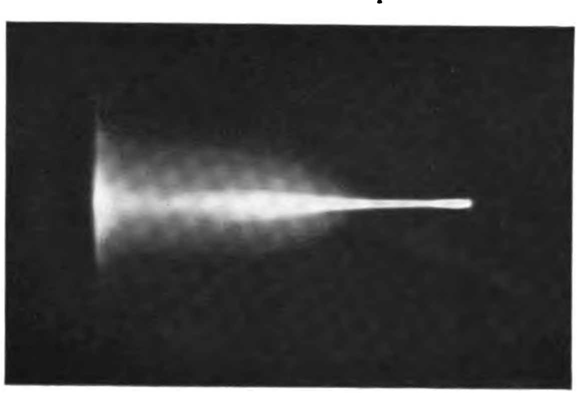
Phot. 2. Neg. Büschel und neg. Streifen



Phot. 6. Kurzes pos. Büschel



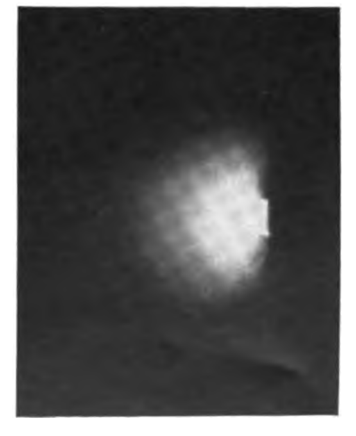
Phot. 3. Neg. Streifenentladung



Phot. 7. Langes pos. Büschel



Phot. 4. Zwei neg. Büschelbogen ohne und mit transversalem Magnetfeld



Phot. 8. Pos. Streifenentladung

Entladungsformen bei konstantem Gleichstrome; Phot. 1 Kathode unten, Anode oben; sonst Kathode links, Anode rechts; alle Phot. in 0,7 der nat. Größe

Max. Toepler



Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig



das Gesamtbild zwischen den Elektroden in zwei Teile:

neg. Anteil	pos. Anteil
stetig oder auch diskontinuierlich	stetig oder auch nicht.

Diese Anteile sind stets, meist sogar leicht, zu unterscheiden. Der Treffort heißt

ausgezeichnete Stelle oder ausgezeichnete Fläche bzw. ausgezeichneter Raum.

Er ist meist ein ganz auffallender Ort der Strombahn, z. B. lichtlos wie in Abb. 1, 2a, 2b,

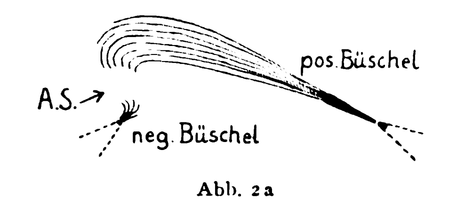


Abb. 2a

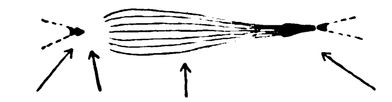


Abb. 2b



Abb. 2c



Abb. 2d

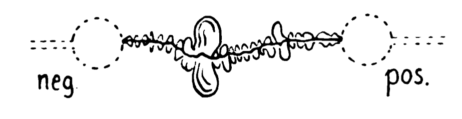


Abb. 2e. Schlierenbild eines Funkens

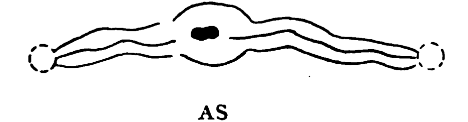


Abb. 2f. Rußspur eines Gleitfunkens

oder die Treffstelle gegeneinander wandernder Schichten in Vakuumrohren, er ist deutlich sichtbar im Büschelbogen, vgl. Abb. 2c, im Bogen, vgl. Abb. 2d. Er erscheint oft als dunkle Stelle oder als auffallender Knickort im Funken, als Verdickung in seinem Schlierenbilde, vgl. Abb. 2e, oder als augenförmliches oder sonstwie auffallendes Gebilde in Gleitfunken über Ruß (Abb. 2f.) usw.

Die ausgezeichnete Stelle teilt bei schwach ausgebildetem Gebläse den Schlagraum meist in $^1/_3$ negativ, $^2/_3$ positiv. Bei Gebläse kann die ausgezeichnete Stelle hin und her geschoben werden, vgl. Phot. 1, Tafel III (fünf Aufnahmen je 1 sec mit 15 sec Pause) worin sich zwischen zwei gleichen, horizontal stehenden Spitzen bei konstantem Gleichstrome an der Kathode (im Phot. unten) Büschelbogen, Büschelbogen, Glimmen, Büschel, Büschelbogen, und an der Anode (im Phot. oben) Streifen, Streifen, Stielbüschel, Stielbüschel, Streifen mit hin und her geschobener ausgezeichneter Stelle zwischen diesen Formen erkennen lassen.

Bei kleiner Elektrode gegenüber einer Platte, besonders wenn letztere ein Halbleiter ist (Schiefer), überragt die räumliche Ausdehnung des Anteiles der kleinen Elektrode; eine völlige Unterdrückung des Anteiles der Platte findet aber nicht statt. Ebensowenig ein völliges Verschmelzen beider Anteile.

Stehen sich zwei Elektroden sehr fern (15—100 cm), so zerfällt die gesamte Entladung zwischen den Elektroden in

neg. Anteil	Zwischenstück	pos. Anteil
stetig oder auch diskontinuierlich	mit stetiger oder nahe kontinuierlicher Strömung	stetig oder auch nicht

Bei schwachem Gesamtstrom ist das Zwischenstück lichtlos, bei stärkerem bildet es einen besonderen Lichtteil. Besteht ein Zwischenstück, so sind zwei (oder mehr) ausgezeichnete Stellen vorhanden. Zeigt z. B. eine Strömung längs einer Porzellanoberfläche Leuchten in n Hohlkehlen, so besitzt die Lichterscheinung genau genommen $n + 1$ ausgezeichnete Stellen.

Zwischen ausgedehnten Elektroden können einzelne Stromfäden oder Stromgruppen der Gesamtströmung nur eine, andere Gruppen mehrere ausgezeichnete Stellen besitzen.

C. Entladungsformen bei Gleichstrom

VIII. Die typischen Entladungsformen[4])

An kleinen Elektroden (Spitzen) bildet die gesamte Strömung bei Gleichstrom an der Kathode

[4]) Zu den den Physikern schon lange (seit van Marum 1797) bekannten stetigen Formen, lichtloses Fließen, Glimmen, Büschel später noch Bogen traten (O. Lehmann 1890) Streifen und (M. Toepler 1898) Büschelbogen, sowie das

bzw. an der Anode, d. h. der negative bzw. positive Anteil der Strömung jeder für sich ein in sich richtig abgeschlossenes Ganzes, eine „Entladungsform".

Bei Stromvermehrung treten nacheinander an jeder Elektrode eine Reihe solcher typyschen Entladungsformen auf.

a) An kleiner Kathode erscheint bei Stromverstärkung nacheinander

neg. lichtloses Fließen;

neg. Glimmen: ein oder mehrere Lichtpunkte, keine zusammenhängende Lichthaut; vgl. Phot. 1, Mitte unten;

neg. (stiellose) Büschelentladung: Lichtpunkt mit divergierenden Leuchtfäden; vgl. Phot. 2 links neben der Streifenentladung an der gleichen Kathode (rechts Schieferplatte mit pos. Büschelbogen ganz rechts);

neg. Stielbüschel: weißer Lichtpunkt zunächst mit einem kurzen roten Lichtpfriem, bei starkem Strome weißer Lichtpunkte mit einer züngelnden roten Lichtflamme.[5])

neg. Anteil des Büschelbogens: weißer Lichtpunkt mit meist geschichteter roter Lichtsäule, vgl. Phot. 4, bei stärkerem Strome Lichtpunkt mit ungeschichteter ziegelroter bis schwefelgelber Lichtsäule.

neg. Anteil des Bogens (auch Lichtbogen, Flammenbogen genannt): Helle Austrittsfläche und Aureole.

b) An kleiner Anode haben wir bei Stromverstärkung

pos. lichtloses Fließen;

pos. Glimmen: Lichtpunkt oder Lichthaut;

pos. kurzes Stielbüschel: Lichtpunkt mit kurzem roten Stiele und blauer Krone aus Leuchtfäden; vgl. Phot. 6, wo Stielbüschel aus gleichzeitigem Glimmen herauswächst;

pos. langes Stielbüschel: Lichtpunkt mit einem langen (bis 10 cm) meist zweiteiligen (rot und violett) Stiele und großer (bis 15 cm) blauer Krone aus Leuchtfäden; vgl. Phot. 7, wo Glimmen fehlt;

pos. Anteil des Büschelbogens: Lichtpunkt mit meist ungeschichteter aber stark gewundener Lichtsäule, letztere zunächst rot, bei stärkerem Strome gelb;

pos. Anteil des Bogens: blendend heller Krater und Aureole.

Die Ausbildung des kurzen Stielbüschels aus dem Glimmen heraus wird oft durch das Auftreten eines oder mehrerer kurzer roter Lichtpfrieme (d. h. Stiele ohne Krone) eingeleitet. Es erscheint aber nicht nötig, dies als besondere Entladungsform einzuführen.

Oft, besonders bei etwas unruhiger Stromzufuhr, bilden sich leicht viele Büschel nebeneinander, die sich gegenseitig hindern und so schließlich jeweils nur aus Stiel und einem oder zwei Leuchtfäden bestehen. Sie umgeben dann wie Haare einer Bürste, die ganze Elektrode (vgl. Phot. 3 und 8) oder Teile von ihr (vgl. Phot. 2, das links einzelne negative Büschel und ein Gebiet mit gleichzeitiger Streifenentladung zeigt). Diese Entladungsform heißt

an der Kathode

negative Streifenentladung, vgl. Phot. 3, Tafel III,

an der Anode

positive Streifenentladung, vgl. Phot. 8, Tafel III.

Diese Streifenentladung schiebt sich oft und leicht zwischen die einstielige Büschelentladung und den Büschelbogen ein.

Besonders hervorzuheben und die Unterscheidung erleichternd, ist die Tatsache, daß *die* Lichtgestalt (Einzelheiten im Aufbaue und gesamte Größe) einer typischen Entladungsform bei der gleichen Stromstärke fast unabhängig von der Schlagweite ist! Das heißt auch: Verändert man die Schlagweite bei konstant gehaltener Stromstärke, so verschieben sich die Entladungsformen fast ohne Gestaltänderungen jeweils mit der zugehörigen Elektrode. Berühren sich beim Zusammenschieben der Elektroden die Leuchtformen der beiden Anteile, so verschwinden die nicht mehr Platz findenden Teile einfach in der ausgezeichneten Stelle; jetzt erst ist der Rest etwas deformiert.

c) Zwischenstück. Bei großen Elektrodenabständen kommt man mit der Zweiteilung im negativen und positiven Anteil nicht aus. Hier besitzt die Strömung, wie schon in Abschnitt VII angegeben wurde, statt der ausgezeichneten Stelle ein ausgedehntes Zwischenstück, sie ist also dreiteilig. Dieses Zwischenstück ist bei starkem Strome erfüllt von zahlreichen fast parallelen Leuchtfäden. Dann schiebt sich zwischen Stielbüschel und den den Schlagraum voll überbrückenden Büschelbogen noch bei allmählicher Strom- oder Spannungssteigerung die typische Form ein:

---

negative Stielbüschel (M. Toepler 1900). Für den durch Widerstand oder Selbstinduktion verzögerten Funken, z. B. an Induktorien, unterschied man Initialfunken und Aureole; letztere ist mit dem Büschelbogen wesensgleich. Hierzu kamen noch Sammelbegriffe, wie Korona. Eine systematische Ordnung ist zuerst von mir in Angriff genommen worden, vgl. M. Toepler, Annalen der Physik **2** (1900), 560—635 und Annalen der Physik **18** (1905), 757—774, sowie das Sammelreferat ETZ. 1907, Heft 41, S. 998 und Heft 42, S. 1025.

[5]) Die einzelnen Flammenzungen sind oft geschichtet; diese negativen Stielbüschel könnten auch als halber Büschelbogen aufgefaßt werden, vgl. M. Toepler, Annalen der Physik **2** (1900), 579, Abb. 5.

Büschelband: Zahlreiche Leuchtfäden zwischen den Entladungsanteilen verschiedenster Art an den Elektroden, letztere meist in Form von Stielbüschel oder Streifen.

Dieses Leuchtband ist nur der einfachste Sonderfall von elektrodenlosen Entladungsformen zwischen ausgedehnten Gasräumen, auf die in Abschnitt XI zurückzukommen ist. Abb. 3 zeigt das



Abb. 3. Büschelleuchtband im Anfang der Entwicklung

Leuchtband (für 90 cm Spitzenabstand) im ersten Stadium seiner Entwicklung.[6]) Es schwebt langgestreckt wie ein Zeppelin frei im Zwischenraume, d. h. vom negativen Glimmen einerseits, vom langstieligen Büschel andererseits durch einen 5 bzw. 8 cm breiten Dunkelraum getrennt. Diese Dunkelräume repräsentieren die beiden ausgezeichneten Stellen. Manchmal zuckt das Leuchtband, manchmal teilt es sich in einzelne Leuchtwolken. Bei stärkerem Strome sind die Dunkelstellen verschwunden, die ausgezeichneten Stellen zwischen Leuchtband und den beiderseitigen Büscheln bleiben als Knickstelle aller Leuchtfäden meist scharf ausgeprägt.

d) Sammelnamen. Den technischen Bedürfnissen entsprechend erscheint es zweckmäßig, noch folgende Sammelnamen einzuführen:

Wegen der Unterscheidungsschwierigkeit aus größerem Abstande sei das negative Glimmen und negative stiellose Büschel als „negatives Glimmlicht" bezeichnet. Aus dem gleichen Grunde das positive kurze und das positive lange Stielbüschel kurz als „positives Büschel".

Ferner erscheint es, besonders an ausgedehnten Elektroden, an denen nebeneinander verschiedene Formen auftreten, nötig, für alle Lichterscheinungen mit steigender Gesamtcharakteristik, d. h. für Lichterscheinungen, bei denen eine Spannungszunahme an den Elektroden (natürlich nicht einschließlich Vorschaltwiderstand) mit einer Stromverstärkung eintritt, einen Sammelnamen zu besitzen.

Die viel benutzte Bezeichnung „Korona" oder „Karonaerscheinung" entspricht tatsächlich nahezu dieser Definition. Ich möchte jedoch für gleichzeitiges Auftreten verschiedener Formen von steigender Charakteristik die in der deutschen Literatur seltener auftretende Bezeichnung „Sprühen" vorschlagen. Nach der vorgeschrittensten Form im Gemenge könnte man speziell „Glimmsprühen" und „Büschelsprühen" unterscheiden.

Die Bezeichnung Sprühen umfaßt alle Formen einschließlich eines den Schlagraum voll überbrückenden Büschels, aber ausschließlich des Büschelbogens, Bogens oder Funkens. Vielleicht könnte man für letztere Entladungsformen den Sammelnamen „Überschlag" einführen.

IX. Existenzbereiche der Entladungsformen

1. Negative und positive Charakteristikenfläche

Ähnlich den thermodynamischen Zustandsflächen im Koordinatensysteme Volumen, Druck, Temperatur gibt es für die Art, wie sich der Gleichstrom zwischen den Elektroden verteilt, Charakteristikenflächen (sip. Flächen) im Koordinatensysteme; Schlagweite, Stromstärke, Spannung. Entsprechend dem Spannungsvorzeichen an den Elektroden hat man für jede bestimmte asymmetrische Elektrodenanordnung zwei Charakteristikenflächen, eine für Kathodenspitze gegenüber Anodenplatte, eine zweite Anodenspitze gegenüber Kathodenplatte.

Ähnlich dem Zerfalle der thermodynamischen Zustandsfläche in einzelne Zustandslappen je für bestimmte Phase, wie gasförmig, flüssig, fest, zerfällt die negative bzw. positive Charakteristikenfläche des Gleichstromes je in einzelne Lappen, entsprechend den verschiedenen Entladungsformen, wie lichtloses Fließen, Glimmen, Büschel, usw. bis zum Büschelbogen und Bogen.

Ähnlich dem Volumsprüngen an den Phasenübergängen bestehen Spannungssprünge an den Grenzen zweier Entladungsformen. Dabei fällt die Spannung jeweils von der stromschwächeren zur stromstärkeren Form.

Ähnlich den Übergreifen der Phasenlappen bei Unterkühlung oder Überhitzung beobachtet man für hinreichend kleine Elektrodenkapazität bei den Entladungsformen labile Zustandsgebiete infolge Hysterese verschiedenster Art. Als Besonderheit tritt bei nicht verschwindend kleiner Elektrodenkapazität an den Grenzen automatisch ein Zerhacken des Gleichstromes in zeitlich dis-

---

6) Zwischen zwei Spitzenelektroden dürfte es genetisch zwei Arten von Leuchtband geben. Das kurze positive Büschel hat einen roten Kern oder Leuchtmasse, das langstielige einen roten und einen zweiten blauen. Das Leuchtband kann gewissermaßen als ein lockerer dritter Kern des positiven Stielbüschels entstehen. Es ist aber auch möglich, daß das Lichtband sich als eine Fortsetzung, d. h. als die sonst fehlende Krone des negativen Stielbüschels ausbildet. Ähnlich gehört ja die entstehende, zuckende, positive Säule in Glasrohren einmal zur Anode, ein anderes Mal zur Kathode, vgl. Abhandlung Isis, Dresden 1898, S. 22, wo auch die bei Gleichstrom wandernden Leuchtmassen behandelt werden.

kontinuierliche Entladungen z. B. Funkenstrom auf.[7])

Die Charakteristikenflächen für positive und negative Entladung zwischen einfach gestalteten asymmetrischen oder symmetrischen Elektroden sind bis 2 Milliamp. und 15 cm Schlagweiten bekannt, vgl. Abb. 4a für Kathodenspitze gegenüber Anodenplatte und Abb. 4b für Anodenspitze gegenüber Plattenkathode.

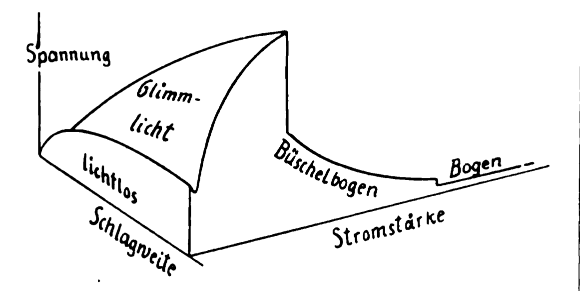


Abb. 4a. Kathodenspitze — Anodenplatte

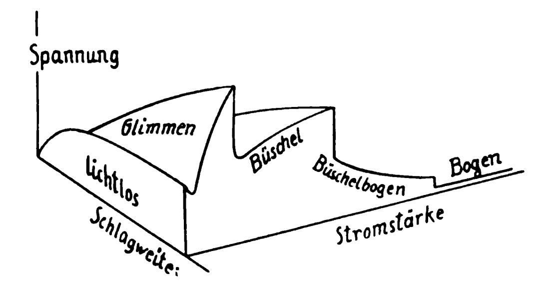


Abb. 4b. Anodenspitze — Kathodenplatte

2. Projektion der Existenzbereiche der Entladungsformen auf die Koordinatenebenen der Charakteristikenfläche

Schlagweite — Stromstärke

Von den Projektionen der Charakteristikenlappen auf die drei Koordinatenebenen ist die auf die Schlagweitenstromstärkenebene die übersichtlichste. In ihr stellen sich alle Existenzbereiche als nebeneinanderliegende Flächenstücke dar, abgesehen von den vorgenannten labilen Überlappungen. Die einzelnen Entladungsformen sind also diesen Koordinaten eindeutig zugeordnet. In Abb. 5a, 5b und 5c sind die Existenzbereiche dargestellt.

Das Gebiet der lichtlosen Strömung ist äußerst schmal.

Schraffiert ist das Gebiet zeitlich diskontinuierlicher Entladungsformen.

Kommt Streifenentladung zur Ausbildung, so schiebt sich deren Existenzbereich zwischen den des Büschels und Funkenstromes ein. Bogen entsteht erst bei etwa 0,1 Amp.

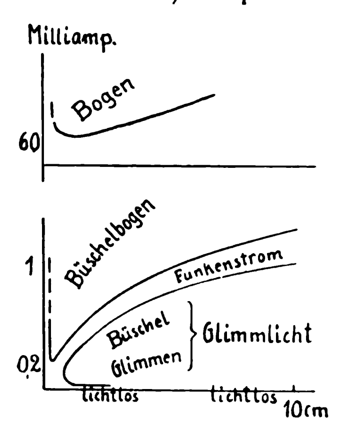


Abb. 5a. Kathodenspitze — Anodenplatte

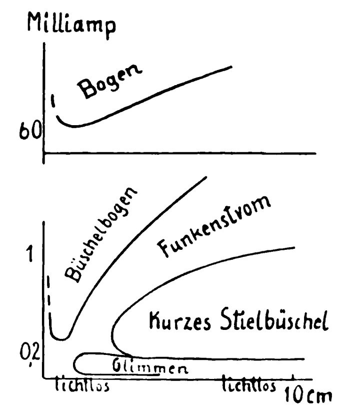


Abb. 5b. Anodenspitze — Kathodenplatte

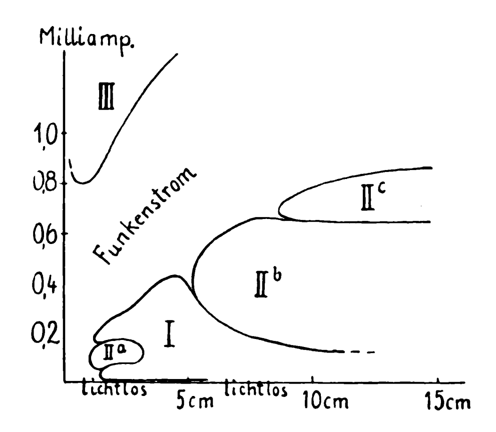


Abb. 5c. Zwei gleiche Spitzen

I neg. Glimmlicht — pos. Glimmen
IIa „ „ „ Stielbüschel ohne Krone
IIb „ „ „ kurzstieliges Büschel
IIc „ „ „ langstieliges Büschel
III Büschelbogen

Mit „Grenzstromstärke" schlechtweg ist die größte Stromstärke des Existenzbereiches einer stetigen Form, mit „untere Grenzstromstärke"

[7]) Auch hier gibt es ein, wenn auch wenig bekanntes Analogon, das selbsttätig sich auslösende Auf- und Abschwingen von Flüssigkeitssäulen beim Kondensationspunkte.

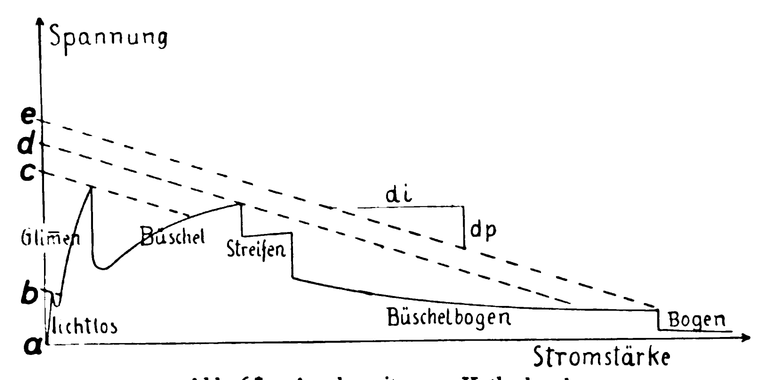


Abb 6*. Anodenspitze — Kathodenplatte

die kleinste Stromstärke der betreffenden Form für bestimmte Schlagweite bezeichnet.

Schlagweite — Spannung

Zurzeit ist es außer bei Benutzung vielplattiger Influenzmaschinen technisch am bequemsten, die Schlagweite und Spannung willkürlich zu variieren. Dies ist jedoch, wie sich aus der Gestalt der Charakteristikenfläche leicht ergibt, für das lückenlose Auffinden und restlose Untersuchen aller Entladungsformen recht ungeeignet. Es sei z. B. in Abb. 6*) für eine bestimmte Schlagweite die Abhängigkeit der Spannung von der Stromstärke dargestellt. Der Widerstand zwischen der Spannungsquelle und dem Schlagraume sei gleich $dp:di$. Dann erscheint im Schlagraume bei Spannungssteigerung an der Spannungsquelle: lichtloses Fließen zwischen a und b, Glimmen zwischen b und c, Büschel zwischen c und d, Büschelbogen zwischen d und e, Bogen oberhalb e. Die wie angenommen an und für sich existenzfähige Streifenentladung kommt für dieses $dp:di$ überhaupt nicht zur Ausbildung. Wäre $dp:di$ noch kleiner, so würde sogar auch die Büschelentladung und auch Büschelbogen fehlen, d. h. es würde dann Glimmen unter Bildung eines Funkenstromes sofort in Bogen übergehen.

Die Spannung einer Entladungsform bei ihrer Grenzstromstärke heißt „Grenzspannung". Die bei ihrer unteren Grenzstromstärke heißt „untere Grenzspannung".[8]) Die Grenzspannung des lichtlosen Fließens führt auch den Namen „Anfangsspannung".

Jede Grenzspannung kann wegen des Spannungssturzes zu dem Nachbarlappen der Charakteristikenfläche zugleich eine „Funkenspannung" sein, falls nämlich die Größe des Spannungssturzes, der Elektrodenkapazität und die Art der Stromzufuhr eine Funkenbildung ermöglicht. Bei Abb. 6[8]) ist z. B. für das eingezeichnete $dp:di$ die Büschelgrenzspannung, für kleinere Widerstände die Glimmgrenzspannung, für größere die Streifengrenzspannung zugleich auch Funkenspannung.

[8]) Die Bezeichnungen „untere Grenzstromstärke" und „untere Grenzspannung" sind hier neu eingeführt. Die untere Grenzspannung von Glimmen wird oft Minimumspannung genannt.

In Abb. 6a und 6b sind die funkenbildenden Anfangsspannungen und Büschelgrenzspannungen für kleine Kugelelektroden gegenüber einer Platte von 60 cm Ø angegeben.[9]) Beispiele für die Verteilung der Existenzbereiche in der Schlagweitenspannungsebene bei großen Schlagweiten zeigen die Abb. 7a, 7b, 7c.

Stromstärke — Spannung

Die Projektion der Existensbereiche auf die Stromstärkenspannungsebene bietet technisch kein

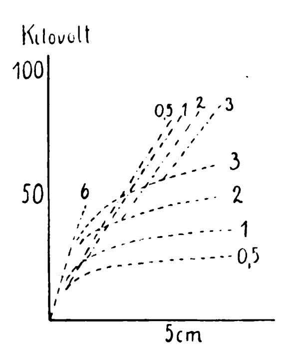


Abb. 6a. Kathodenspitze — Anodenplatte

Interesse, hierzu müßte die Schlagweite von i und p abhängig gemacht werden.

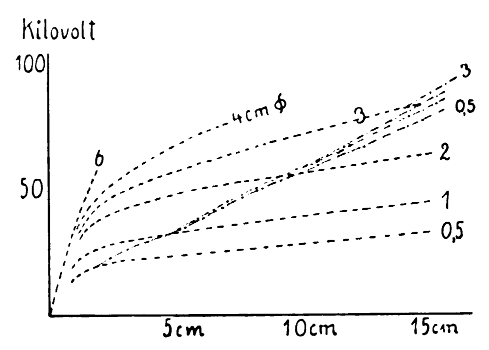


Abb. 6b. Anodenspitze — Kathodenplatte

Die Einführung der Begriffe „Grenzschlagweiten" dürfte demnach ohne praktischen Wert sein.

[9]) Entnommen aus M. Toepler, Annalen der Physik 7 (1902), 487, Abb. 3b und 3a.

(Schluß folgt)

Abhängigkeit des Widerstandes isolierender und anderer Stoffe von der Spannung und Frequenz und ihre Folgeerscheinungen. Experimenteller Nachweis von Raumladungen

Von P. Böning

Woosung, China, Tung-Chi Techn. Hochschule

A. Theoretische Betrachtungen

I. Einleitung

Die Elektronenleiter und Elektrolyte befolgen beim Stromdurchgang das Ohmsche Gesetz, d. h. — konstante Temperatur vorausgesetzt — der Quotient Spannung/Stromstärke (U/J) ist eine Konstante, die als Widerstand definiert wird. Gewisse Stoffe, die auch den Strom leiten, zeigen eine scheinbare Abweichung von diesem Gesetz, in dem bei ihnen jener Quotient eine Funktion der Spannung ist, und zwar in dem Sinne, daß er mit wachsender Spannung abnimmt.

Zu diesen Stoffen gehören die meisten festen Isolierstoffe, dann auch Kristalle (Kalkspat, Quarz, Glimmer), amorphe Gesteine (Schiefer, Achat), Gläser und Mischstoffe, von denen das Silit hervorgehoben sei.

Über diese Stoffe sind (siehe Anm. [1]), im einzelnen Untersuchungen und Messungen veröffentlicht worden, die zum Teil zu dem Ergebnis führen, daß die Änderung des Quotienten mit der Spannung nicht eine Änderung des „Widerstandes" an sich ist, daß die Erscheinung vielmehr auf sekundäre Vorgänge, z. B. auf das gleichzeitig beobachtete Auftreten von Gegenspannungen zurückgeführt werden kann. Über den Mechanismus dieser Vorgänge sind verschiedene Ansichten geäußert worden, ohne daß sie zu einer Theorie und analytischen Darstellung der Verhältnisse geführt hätten. Die in der Literatur gegebenen Beziehungen sind empirische Interpolationsformeln.

Vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Behandlung der Eigentümlichkeiten oben genannter Stoffe auf einer **gemeinsamen** Grundlage, der Erscheinung der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen, die bereits anderweitig [2]) zur Beschreibung des Verhaltens der Isolierstoffe im allgemeinen und besonderen herangezogen worden ist. Wegen der Bezeichnungen sei auf die zitierten Arbeiten des Verfassers verwiesen.

II. Ableitung der Grundfunktion

Bei der Ableitung der Durchschlagsfunktion für die Anordnung planparalleler Elektroden [3]) ergab sich für den Kraftfluß der Ausdruck

$$\Phi = \alpha + \beta F x,$$

[1]) A. A. Joffé, zum Teil in Gemeinschaft mit W. C. Röntgen, Elektrizitätsdurchgang durch Kristalle, Ann. d. Phys. **72** (1923), 461 J. mißt bei Kalkspat und Quarz die auftretende Gegenspannung (E) und die Stromstärke (J) in Abhängigkeit von der Zeit bei konstanter Klemmenspannung (U) und findet $\frac{U-E}{J}$ = konst. Ferner untersucht er mittels Sondenmessung die Spannungsverteilung im Kristall (leider ohne die Spannung zu variieren) und unterscheidet daraufhin zwei Typen von Kristallen.

B. H. Schiller, Über das Verhalten von Dielektriken bei hohen Feldstärken, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1926), 588. Sch. nimmt die Stromspannungskurven bis zu hohen Feldstärken auf bei Glas und Glimmer und kann die Ergebnisse im wesentlichen durch die von H. Poole aufgestellte empirische Formel $\lg \Lambda = a + b\,\mathfrak{E}$ gut darstellen (Λ = Leitfähigkeit, $\mathfrak{E}$ = Feldstärke, a, b = konst.). Ebenso wird bestätigt, daß die Formel nicht über den ganzen Bereich gültig ist. Über die Ursache der Leitfähigkeitszunahme wird die Ansicht ausgesprochen, daß die erregte Gegenspannung an den Elektroden neue Ionen bildet.

C. H. Schiller, Untersuchungen über die Elektrizitätsleitung in festen Dielektriken bei hohen Feldstärken. Ann. d. Phys. **81** (1926), 32. Erweiterte Wiedergabe der vorigen Arbeit. Diskussion der Ursache der Leitfähigkeitszunahme nach den Ansichten von Poole, Schiller, Günther-Schulze, Rebbeck, Ferguson und Mulligan, die jedoch zu keinem abschließenden Ergebnis führt.

D. N. Semenoff und A. Walther, Die physikal. Grundlagen der elektr. Festigkeitslehre. Springer, 1928, S. 58 usw. Das Buch (Abschnitt III) gibt im wesentlichen die Arbeiten von Joffé und Schiller wieder, dazu diejenigen von Sinjelnikoff und Anton Walther, die die Ergebnisse der beiden ersten im wesentlichen bestätigen.

E. E. Alberti und A. Günther-Schulze, Untersuchungen an Silitwiderständen bei Hochfrequenz, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 11. Die Spannungsabhängigkeit von Silitwiderständen wird untersucht, und es wird festgestellt, daß sie bis zu hohen Frequenzen bestehen bleibt. Damit ergibt sich die Möglichkeit, Silit unter Verwendung von Vorspannung als Detektor zu verwenden.

[2]) A. P. Böning, Über das Verhalten der Isolierstoffe auf Grund adsorbierter Ionen, Zeitschr. f. Fernmeldetechnik **8** (1927), 162.

B. P. Böning, Zur Theorie des elektrischen Durchschlags, I. Die Durchschlagsfunktion, Arch. f. El. **20** (1928), 88; II. Das Minimum der mittl. Durchbruchfeldstärke, Arch. f. El. 1928; III. Die Verzögerung des Durchschlags, Arch. f. El. 1928.

C. P. Böning, Die scheinbare Änderung der D.K. techn. Isolierstoffe, Zeitschr. f. techn. Phys. **9** (1928), 212.

D. P. Böning, Die scheinbare Abhängigkeit der D.K. techn. Isolierstoffe von der Frequenz, Zeitschr. f. tech. Phys. **10** (1929), 20.

[3]) Vgl. Anm. 2, B. I.

worin α den Teilfluß von Elektrode zu Elektrode bedeutet und $\beta F x$ denjenigen von den Ladungen (räumliche Dichte $= \beta$) der adsorbierten „Grenzionen", wobei vollständige Entfernung der Ergänzungsionen vorausgesetzt worden war; x ist der Abstand von der negativen Elektrode, wenn die Grenzionen negativ angenommen werden.

Hiermit wurde die Spannung an den Elektroden (Abstand d)

$$U = \frac{\alpha d}{\varepsilon F} + \frac{\beta}{2 \varepsilon} d^2 .$$

Analog wird bei leitenden Stoffen, bei denen der Leitungsstrom J die Verhältnisse beherrscht, an Stelle von $\frac{\alpha d}{\varepsilon F}$ gesetzt:

$$\frac{J d}{\lambda F},$$

wobei $\frac{d}{\lambda F} = R$ den Ohmschen Widerstand des Isolierkörpers bedeutet.

Einsetzen und Auflösen nach R ergibt

$$R = \frac{U - \frac{\beta}{2 \varepsilon} d^2}{J} .$$

Bezeichnet man $\frac{\beta}{2 \varepsilon} \cdot d^2$ mit „erregter Spannung", oder — da sie der erregenden Spannung entgegengesetzt gerichtet ist — mit „Gegenspannung" E, so hat man die von Joffé gefundene und von K. Sinjelnikoff und Ant. Walther übernommene empirische Beziehung[4])

$$R = \frac{U - E}{J} . \tag{1}$$

Da gewöhnlich der Quotient U/J gemessen wird, der mit „scheinbarem Widerstand" R' bezeichnet werde, so ist der obige Ausdruck dementsprechend umzuformen.

Es ist

$$\frac{U}{J} = R', \quad \frac{1}{J} = \frac{R'}{U}$$

und aus (1)

$$\frac{1}{J} = \frac{R}{U - E};$$

also folgt als „Grundfunktion"

$$R' = R \frac{U}{U - E} \tag{2}$$

oder mit Einführung der Leitfähigkeiten

$$A' = A\left(1 - \frac{E}{U}\right) . \tag{3}$$

[4]) Vgl. Anm. 1, A., D.

III. Erste Erweiterung der Grundfunktion

Wenn in der Beziehung (2) E eine Konstante ist (d. h. $\beta/2$ und d konstant sind), so würde bei $U = E$ der scheinbare Widerstand ∞ und bei kleineren Werten von U negativ sein. Dies kann naturgemäß nicht der Fall sein, besonders nicht, wenn die Spannung von Null an gesteiget wird. Denn zunächst müssen die „Ergänzungsionen" entfernt werden, soll sich die erregte Spannung ausbilden, und hierzu muß eine gewisse, größere erregende Spannung vorhanden sein, an Hand der Abb. 1, worin $U = f(U) = U$ und $E = f(U)$ = konst. aufgetragen sind, können die Verhältnisse leicht übersehen werden.

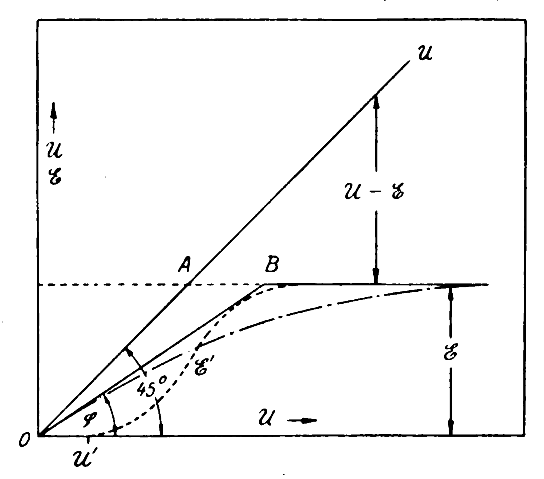


Abb. 1. Ausbildung der Gegenspannung E

Es ist hiernach die Bedingung aufzustellen, daß bei $U = 0$ auch $E' = 0$ und bei hohen Werten von U $E' = \frac{\beta}{2 \varepsilon} d^2 =$ konst. $= E$ sei. Man kann sich den Übergang von $E' = 0$ bis $E' = E$ nach einer beliebigen Kurve, etwa der gestrichelten, vorstellen. In der Tat bedarf es bei manchen Stoffen, wie Verfasser gefunden hat (vgl. Teil B), einer beträchtlichen Spannung U', bis sich die Ergänzungsionen ablösen und fortwandern. Liegt dieser Punkt (U') sehr nahe dem Nullpunkt, so kann die Kurve durch die Gerade OB ersetzt werden, die der Gleichung folgt

$$E' = k \cdot U,$$

wobei $k < 1$ ist. Die Funktion gilt bis $k \cdot U = E$; von hier an ist $E =$ konst. In Wirklichkeit wird die hier sich zeigende Unstetigkeit nicht vorhanden sein. In manchen Fällen wird sich auch in der Formel die Unstetigkeit vermeiden lassen dadurch, daß die Wachstumsfunktion eingeführt wird, wofür nicht nur formelle Gründe sprechen (vgl. später).

Demnach wird gesetzt:

$$E' = E(1 - e^{-\delta U}),$$

worin δ eine noch zu bestimmende Funktion ist.

Hierzu kann folgende Überlegung angestellt werden. Aus demselben Grunde, wie oben erörtert, muß die Kurve $E' = f(U)$ bei $U \sim 0$ einen Winkel (φ) mit der Abszisse bilden, der $\gtreqless 45^0$ ist.

Also muß sein

$$\operatorname{tg} \varphi < 1 .$$

Nun ist $\operatorname{tg} \varphi = E \cdot \delta$ und wird gleich k gesetzt, wobei k (wie oben) eine für den betreffenden Stoff charakteristische Zahl < 1 ist.

Mit $$E \cdot \delta = k, \quad \delta = \frac{k}{E}$$

ergibt sich die erweiterte Grundfunktion:

$$R' = R \frac{U}{U - E\left(1 - e^{-\frac{k}{E}U}\right)} . \qquad (4)$$

Wenn die Dicke des Stoffes variiert, wird besser der spezifische Widerstand ϱ eingeführt.

Setzt man noch

$$E = \frac{\beta}{2\varepsilon} d^2 = b d^2$$

und

$$\frac{k}{E} = \frac{k}{b d^2} = \frac{c}{d^2},$$

so wird

$$\varrho' = \varrho \frac{U}{U - b d^2\left(1 - e^{-\frac{c}{d^2}U}\right)} \qquad (5)$$

oder mit Rücksicht auf vorliegende Darstellungen von Messungsergebnissen, bei denen $\frac{U}{d} = \mathfrak{E} =$ mittlere Feldstärke als Abszisse aufgetragen ist,

$$\varrho' = \varrho \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{E} - b d\left(1 - e^{-\frac{c}{d}\mathfrak{E}}\right)} \qquad (6)$$

Bemerkungen: 1. Für den Anfang kann gesetzt werden:

$$E' = U \operatorname{tg} \varphi = U \cdot k, \quad \left(k = b d^2 \cdot \frac{c}{d^2}\right)$$

und so wird

$$\left.\begin{aligned} R' &= R \frac{U}{U - U \cdot k} = R \frac{1}{1 - k} \\ \text{bzw.} \quad \varrho' &= \varrho \frac{1}{1 - k} . \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Für $k = 1$ würde $\varrho' = \infty$ werden; dieser Wert bedeutet also einen nicht realisierbaren oberen Grenzwert, der aber in manchen Fällen recht nahe erreicht wird.

Für $k = 0$ würde sich der untere Grenzwert ergeben; dieser entspricht entweder einem Stoff ohne Ionenadsorption, oder dem Fall, daß sich ihre Folgeerscheinungen mangels genügender Zeit nicht ausbilden können (stoßartige Spannungen).

2. Die Funktion (5) erfüllt die Bedingung, daß bei verschiedenen Stoffen mit den spez. Widerständen ϱ_1 und ϱ_2 die Proportion besteht

$$\frac{\varrho_1'}{\varrho_2'} = \frac{\varrho_1}{\varrho_2} .$$

Dies sei erwähnt, weil Schiller[5]) auf Grund seiner Meßergebnisse darauf hinweist, daß nur ein solcher Ansatz in Frage kommen kann.

3. Es ist eine Eigentümlichkeit der abgeleiteten Funktionen, daß die sie darstellenden Kurven senkrecht die Ordinatenachse schneiden, da die Werte R' bzw. ϱ' im Anfang auf gewisser Strecke nahezu konstant sind.

IV. Zweite Erweiterung der Grundfunktion

Der Widerstand R (bzw. ϱ) erscheint in der Grundfunktion als Konstante. So lange keine Temperaturerhöhung oder eine äquivalente Erscheinung (Stoßionisation) eintritt, ist dies auch richtig. Aber selbst in den Fällen, wo eine Temperaturerhöhung des Prüfkörpers im ganzen nicht zu beobachten ist, besteht doch die Möglichkeit, daß in den feinen Kanälen, durch die sich der Strom bewegt, und in denen eine große Stromdichte herrscht, sehr wohl örtliche Temperatursteigerungen auftreten können.

Hierauf gründet sich bekanntlich die Theorie des Wärmedurchschlags von Wagner u. a. Bei der elektrolytischen Natur der Leitung und der dieser eigenen großen Temperaturempfindlichkeit ist daher stets mit einer Abnahme des Widerstandes mit steigender Belastung (d. h. mit wachsender Spannung) zu rechnen. Man wird also an Stelle von R den Ausdruck

$$R_0 - f(U)$$

einzusetzen haben. Welcher Art $f(U)$ ist, dürfte bei der Mannigfaltigkeit der Stoffe nicht allgemein anzugeben sein; man wird als Interpolationsformel mit dem einfachsten Ansatz

$$R = R_0 - n U^m \quad \text{bzw.} \quad \varrho = \varrho_0 - n U^m$$

auszukommen suchen.

Somit lauten die vollständigen Funktionen

$$R' = (R_0 - n U^m) \frac{U}{U - b d^2\left(1 - e^{-\frac{c}{d^2}U}\right)} \qquad (8)$$

$$\varrho' = (\varrho_0 - n U^m) \frac{U}{U - b d^2\left(1 - e^{-\frac{c}{d^2}U}\right)} \qquad (9)$$

$$\varrho' = (\varrho_0 - n U^m) \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{E} - b d\left(1 - e^{-\frac{c}{d}\mathfrak{E}}\right)} . \qquad (10)$$

---

[5]) Vgl. Anm. 1, C.

V. Die Frage der Ionenausscheidung, Mechanik der Rückstandserscheinung, Ionenwehre

Es war bisher angenommen worden, daß die Ergänzungsionen vollständig aus dem Stoff ausgeschieden werden, so daß nur die Wirkung der Grenzionen berücksichtigt zu werden braucht. Diese Annahme wird nur cum grano salis richtig sein, da die Ergänzungsionen Widerstände finden, die einen mehr, die anderen weniger.

So muß im Anfang immer eine Spanne zwischen E und U bleiben ($k < 1$).

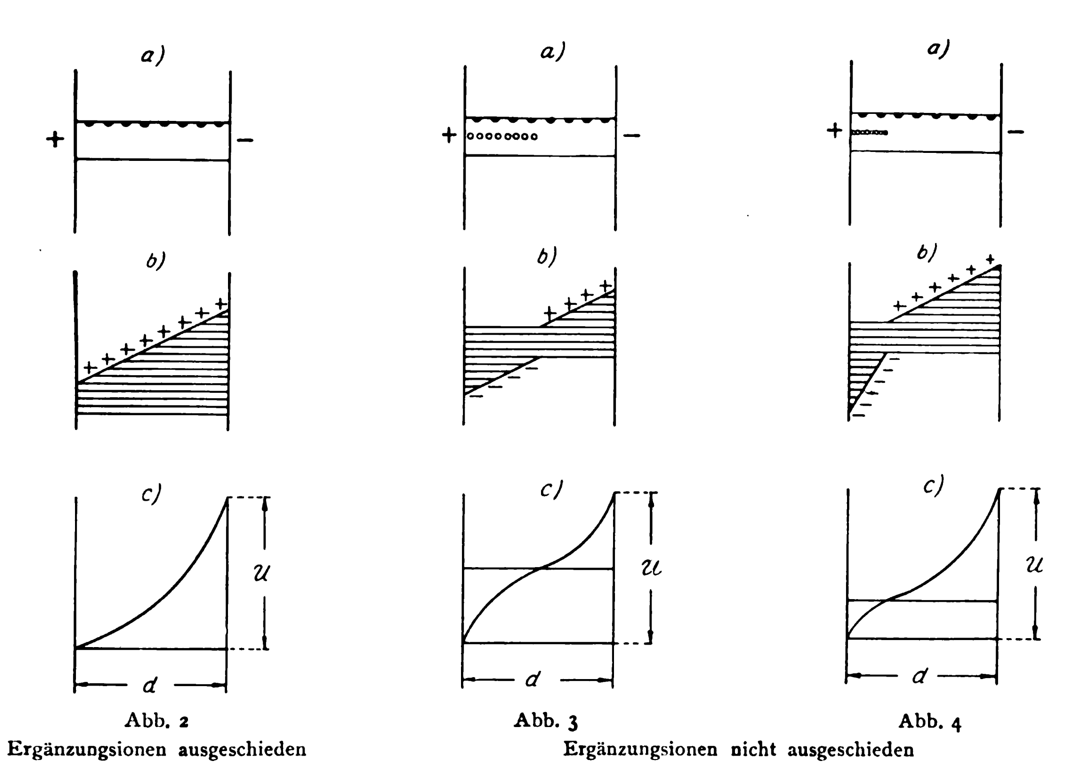


Abb. 2
Ergänzungsionen ausgeschieden

Abb. 3 Abb. 4
Ergänzungsionen nicht ausgeschieden

Versuchsergebnisse, insbesondere von Joffé, deuten nun darauf hin, daß in manchen Fällen, z. B. bei Kristallen, die Ergänzungsionen zum Teil im Stoff bleiben und nur nach einer Seite zusammengeschoben werden. Es scheint so, als ob den Ionen an der Oberfläche des Stoffes der Austritt verwehrt werde; und dies führt zwangläufig zu der Annahme, daß hierfür die Oberflächenspannung verantwortlich zu machen sei. Die Oberfläche wirkt wie eine ionenundurchlässige Membran, wie sie in der Kolloidlehre bekannt ist, wodurch manche bislang ungeklärte Erscheinungen ihre Deutung finden können. Natürlich muß die Oberfläche an einzelnen Stellen gewissermaßen Lücken zeigen, sonst würde überhaupt kein Strom fließen können. Im folgenden seien die Verhältnisse auf Grund der neuen Annahme untersucht und durch die chematischen Abb. 2—5 veranschaulicht, wobei der einfacheren Darstellung wegen wieder der Kraftfluß α von Elektrode zu Elektrode eingeführt werde.

1. Fall. Dies ist der bislang allein betrachtete Fall, daß im wesentlichen alle Ergänzungsionen ausgeschieden werden und nur die adsorbierten Grenzionen vorhanden sind, die hier z. B. positiv angenommen seien (Abb. 2). Dann geht außer dem Kraftfluß α noch von den Grenzionen der Kraftfluß $\beta F d$ nach der negativen Elektrode (Abb. 2b). Die Folge ist eine Spannungsverteilung auf die Dicke des Stoffes nach der Funktion

$$U_y = \frac{1}{\varepsilon F}\left(\alpha x + \frac{\beta}{2} F x^2\right)$$

und die Elektrodenspannung

$$U = \frac{1}{\varepsilon F}\left(\alpha d + \frac{\beta}{2} F d^2\right) \quad \text{(Abb. 2c).}$$

2. Fall. a) Die Ergänzungsionen werden nicht ausgeschieden, sondern nach der positiven Elektrode zusammengeschoben. In der Abb. 3a ist die Darstellung so getroffen, als ob sie gerade auf die linke Hälfte von d und zwar gleichmäßig verteilt wären. In Wirklichkeit wird ihre Dichte nach der Elektrode stetig zunehmen. Dann ist in der rechten Hälfte von d ein Überschuß positiver Ionen, in der linken ein solcher negativer Ionen vorhanden (Abb. 3b).

Unter der gegebenen Voraussetzung ergibt sich

für jede Hälfte die gleiche Art Spannungsverteilung wie bei Fall 1 (Abb. 3c).

Wird mit $d'/2$ der Abstand des Schwerpunktes der negativen Ionen von der positiven Elektrode, mit $d''/2$ derjenige der positiven Ionen von der negativen Elektrode bezeichnet, so wird die Elektrodenspannung

$$U = \frac{1}{\varepsilon F}\left[\alpha d + \frac{1}{n}\beta F d\left(\frac{d'}{2} + \frac{d''}{2}\right)\right],$$

wobei $1/n$ angibt, wie stark die Verschiebung ist (hier z. B. $1/n = 1/2$).

b) Im Grenzfall, d. h. wenn alle Ergänzungsionen ∞ nahe der Elektrode zusammengedrängt sind, wird $\frac{1}{n} = 1$ und $\frac{d'}{2} = 0$, $\frac{d''}{2} = \frac{d}{2}$, und damit geht der Fall 2 in Fall 1 über.

In Abb. 4 ist eine Annäherung an den Grenzfall dargestellt.

Zusammenfassung: 1. Es zeigt sich also, daß zwischen beiden Fällen (Ergänzungsionen ausgeschieden oder nicht ausgeschieden) hinsichtlich der Spannungsverteilung kein prinzipieller, sondern nur ein gradueller Unterschied besteht, der im Grenzfall auch noch verschwindet.

2. Aus dem Fall 2 leitet sich eine Berechtigung ab, für die Gegenspannung das Wachstumsgesetz einzuführen, wie früher geschehen ist. Denn die Wirkung der Grenzionen (= erregte Spannung) wird um so stärker, je größer die Verschiebung der Ergänzungsionen ist. Diese aber wird in zunehmendem Maße gehindert durch die gegenseitige Abstoßung der Ergänzungsionen infolge ihrer Eigenladung. Im stationären Zustand halten sich vier Kräfte das Gleichgewicht:

P_a = Kraft an den Ergänzungsionen infolge des äußeren Feldes,

P_e = Anziehungskraft zwischen Grenz- und Ergänzungsionen,

P_i = Kraft der Abstoßung der Ionen untereinander,

P_w = Kraft des Widerstandes der Ionenreibung.

Hiernach ist

$$P_a - P_e - P_i = P_w.$$

Welcher Charakter der Spannungsverteilung (Abb. 3, bzw. 4) sich einstellt, ist also wesentlich bedingt einerseits durch die äußere Spannung und andererseits durch die Ionenreibung (Temperatureinfluß!)

Rückstandserscheinung

In engem Zusammenhang mit dem vorhergehenden Abschnitt steht die Frage, was geschieht, wenn — nach Herstellung des Spannungszustandes im Falle 1 und 2b — die Elektroden miteinander (bzw. beide mit Erde) verbunden werden.

1. Fall. Man kann sich die verbleibende Ladung der Grenzionen in der Mitte des Stoffes konzentriert denken. Werden die Elektroden leitend verbunden, so sammeln sich auf jeder von ihnen die Hälfte der — hier negativen — Kompensationsladungen, so daß der Kondensator nach außen neutral erscheint. Während sich die Ladungen im Innern allmählich ausgleichen, ist im äußeren Schließungsdraht kein Strom vorhanden, da beide Hälften der Anordnung symmetrisch sind. Allerdings ist insofern mit einer kleinen Unsymmetrie zu rechnen, als die Grenzionen infolge des äußeren Feldes etwas aus ihrer Ruhelage entfernt sind. Infolgedessen ist auch, wenn die Ionen allmählich durch die elastischen Kräfte ihrer Unterlage zurückgeholt werden, ein gewisser Ausgleichsstrom im äußeren Schließungsdraht zu erwarten.

2. Fall. Nach dem ersten Entladestoß (Ausgleich der α entsprechenden Ladungen) findet man einen dauernden Ausgleichsstrom im äußeren Schließungsdraht, der allmählich abklingt.

Die vom Zwange des äußeren Feldes befreiten Ergänzungsionen können nun den Abstoßungs- und Anziehungskräften (P_i, P_e) folgen (Abb. 5). Damit werden die auf der linken Elektrode gebundenen positiven Ladungen frei und veranlassen einen Zustrom negativer Ladungen durch den Schließungsdraht. Die Richtung dieses Stromes ist also entgegengesetzt derjenigen des Ladungsstromes.

Die Folge ist eine Spannungsverteilung über die Dicke des Stoffes nach unmittelbar nach Anbringung des Schließungsdrahtes, die aus zwei Parabeln besteht. Der Scheitel der einen, kleineren Parabel liegt auf der negativen, der der anderen auf der positiven Seite der Abszisse. Mit der Zeit wird der Verlauf der Kurve flacher, und sie geht in eine nach der einen (früher positiven) Elektrode abfallende Gerade über.

Als Beleg für die Richtigkeit der Vorstellung kann ein Messungsergebnis von Joffé[6]) an Kalkspat herangezogen werden (Abb. 5d). Joffé hat durch die Meßpunkte Gerade bis zu den Elektroden durchgezogen und damit Potentialsprünge an den Elektroden angenommen.

Daß die Meßpunkte auf einer Geraden liegen, dürfte auf die geringe Zahl der Meßpunkte zurückzuführen sein.

Hier kommt noch hinzu, daß die Messung an relativ kleinen Isolatoren, mit Gleichstrom und bei hoher Temperatur ausgeführt werden mußten. In der Abb. 5d ist daher eine Kurve durch die Meßpunkte gelegt, die der Theorie gerechter wird. Damit entspricht das Meßergebnis vollkommen der theoretisch zu erwartenden Spannungsverteilung.

---

[6]) Vgl. Anm. 1, A., Abb. 4, rechts.

Ferner hat Joffé an Quarz (und ebenso Sinjelnikoff und Ant. Walther an Glas) Spannungsverteilungskurven gefunden, die der Abb. 3c entsprechen.[7])

Die Rückstandserscheinung ist somit in engen Zusammenhang mit der Oberflächenspannung gebracht worden, die es verhindert, daß die Ionen

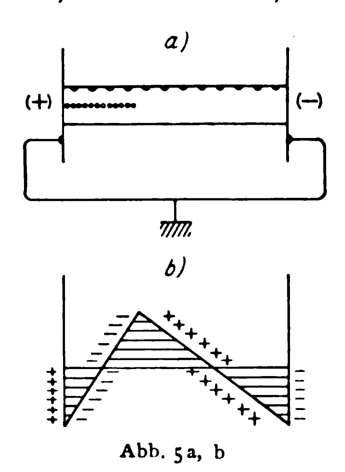
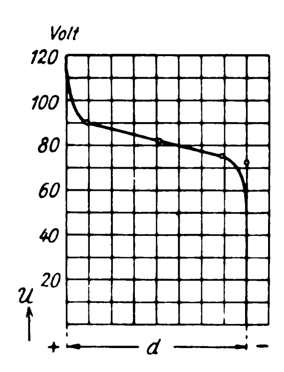


Abb. 5a, b



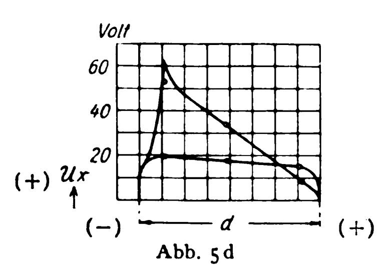


Abb. 5d

Spannungsverteilung in Kalkspat (Joffé), oben bei angelegter Spannung, unten bei Erdung der + Elektrode

austreten. Hiernach ist die Erscheinung besonders bei solchen Stoffen zu erwarten, die erstens zahlreiche Ionen bzw. innere Grenzflächen enthalten, zweitens geringe Ionenreibung aufweisen und drittens eine hinreichende Oberflächenspannung zeigen. Überblickt man daraufhin die Stoffe, bei denen ein hohes Maß der Rückstandsbildung beobachtet wurde (gewöhnliches Glas, kolloidale Isolierstoffe wie Schellack), so erkennt man, daß sie in der Tat die genannten Voraussetzungen erfüllen. Das negative Ergebnis in dieser Beziehung bei manchen Glassorten, die eine sehr geringe Rückstandsbildung zeigen, besagt nur, daß eine der Bedingungen nicht erfüllt ist, z. B. die geringe Ionenreibung. —

Da die Erscheinung der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen in mehrerer Hinsicht Nachteile bei der Verwendung der Isolierstoffe mit sich bringt, tritt die Frage auf, wie sie zu mildern sind. Auf eine Möglichkeit, die sich aus obigen Betrachtungen ergibt, sei hier hingewiesen. Wird der Isolierstoff in n Schichten geteilt, die durch $n - 1$ ionenundurchlässige Wände voneinander geschieden sind, so ergibt sie eine um so bessere Annäherung der Spannungsverteilung an die ideale = gleichmäßige, je größer n ist $\left(\frac{\beta F}{2\varepsilon} \cdot \frac{d}{n}\right.$ statt $\left.\frac{\beta F}{2\varepsilon} \cdot d\right)$. Wie die Wände beschaffen sein müssen, erhellt aus der Theorie: sie müssen aus einem Stoff mit hoher Oberflächenspannung bestehen, können im übrigen sehr dünn sein.

Haben sie außerdem eine hohe D.K. relativ zum Isolierstoff, so entfällt auf sie ein kleiner Bruchteil der Gesamtspannung, und ihre elektrische Festigkeit kann klein sein. Man bezeichnet diese Zwischenwände zweckmäßig mit „Ionenwehre".

Ein Stoff, der von Natur an solchen Ionenwehren (= Membranen) durchsetzt ist, ist der Kautschuk. Interessant ist sein Verhalten unter steigender und fallender Spannung (Gabler).[8]) Wird die Spannung bis in die Nähe des Durchschlags gesteigert und dann wieder verringert, so ergibt sich beim Rückgang eine verhältnismäßig größere Stromstärke, als beim Ansteigen. „Durch mehrmaliges Hin- und Hergehen konnte der Strom auf das 400 fache des Anfangswertes gebracht werden, wobei schließlich die Durchschlagspannung um mehr als 50 % gegenüber jener bei einmaliger Spannungssteigerung abnahm." Die Deutung kann davon ausgehen, daß bereits bei einer Feldstärke, die kleiner ist als die mittlere Durchbruchfeldstärke, einzelne Membranen von den Ergänzungsionen durchbrochen werden. Dadurch bilden sich neue Gassen für die elektrolytischen Ionen, die den eigentlichen Strom darstellen (vgl. auch später, Abb. 12). Gleichzeitig wird aber die Spannungsverteilung verschlechtert (n kleiner), und daher die Abnahme der Durchschlagspannung. Hier zeigt sich auch recht anschaulich, daß die Größe des Stromes und die Größe der Durchschlag-

[7]) Inzwischen sind auch vom Verfasser Messungen ausgeführt worden, über die demnächst berichtet wird.

[8]) Zitiert aus W. O. Schumann, Über Versuche zur Natur des elektrischen Durchschlags, Zeitschr. f. techn. Phys. 6 (1925), 439.

spannung (geringe Dicke des Stoffes vorausgesetzt) unmittelbar nichts miteinander zu tun haben: Stromverhältnis 1 : 400, Spannungsverhältnis 2 : 1!

VI. Vergleich mit Meßergebnissen

Bei der Analyse von Meßergebnissen kommt es zunächst weniger darauf an, daß alle Meßpunkte auf der berechneten Kurve liegen, als darauf, daß alle Eigentümlichkeiten der abgeleiteten Beziehungen in den Meßergebnissen aufgefunden werden können. Denn abgesehen von den möglichen Meßfehlern liegt darin eine mehr oder minder große Unsicherheit, daß die Messungen über einen beschränkten Bereich ausgeführt sind, was die Ermittlung der Konstanten erschwert. Im folgenden seien die Ergebnisse an 1. Gipskristall, 2. Glas, 3. Silit und 4. Baumwollisolation herangezogen.

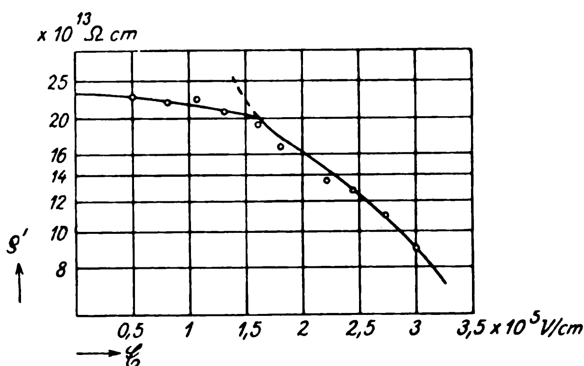


Abb. 6. Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Feldstärke bei einem Gipskristall $d = c$, 186 mm, $T = 90^\circ$ C

1. Gips [Schiller[9]]. In der Abb. 6 sind die Meßpunkte und die berechneten Kurvenschnitte eingetragen, wobei absichtlich von einem Ausgleich der Unstetigkeit abgesehen ist.

Die ermittelten Beziehungen lauten:

$$\varrho' = (14 - 0{,}77\,\mathfrak{E}^2)\frac{1}{1-k}, \text{ gültig bis } \mathfrak{E} = 1{,}6,$$

$k = 0{,}4$,

$$\varrho' = (14 - 0{,}77\,\mathfrak{E}^2)\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{E} - 0{,}64}, \text{ gültig von}$$

$\mathfrak{E} = 1{,}6$ an,

ϱ' in Einheiten von $10^{13}\,\Omega$ cm, $\mathfrak{E}$ in Einheiten von 10^5 V/cm.

Man erkennt deutlich die drei charakteristischen Abschnitte: a) Ein senkrecht aus der Ordinatenachse entspringendes, leicht nach unten gekrümmtes Kurvenstück, entsprechend den Anfangsverhältnissen (vgl. Abschnitt III, 3), b) anschließend das nach oben konkave Kurvenstück, entsprechend der Grundfunktion, und c) die Abbiegung nach unten infolge des Temperatureinflusses.

[9]) Vgl. Anm. 1, C., Abb. 22.

2. Glas [Abb. 7, Schiller[10]), Abb. 8, Sinjelnikoff und Anton Walther[11])]. Die den Abb. 7, 8 entsprechenden Beziehungen lauten:

Abb. 7.

Abb. 7. Glas, $\varrho' = f(\mathfrak{E})$

$$\varrho' = (3{,}6 - 0{,}05\,\mathfrak{E}^2)\frac{1}{1-k}, \text{ gültig bis } \mathfrak{E} = 1{,}2,$$

$k = 0{,}5$,

$$\varrho' = (3{,}6 - 0{,}05\,\mathfrak{E}^2)\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{E} - 0{,}6}, \text{ gültig von}$$

$\mathfrak{E} = 1{,}2$ an,

ϱ' in Einheiten von $10^{12}\,\Omega$ cm, $\mathfrak{E}$ in Einheiten von 10^5 V/cm.

Abb. 8.

$$R' = (25 - 0{,}5\,\mathfrak{E}^2)\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{E} - 1{,}5},$$

R' in Einheiten von $10^{12}\,\Omega$, $\mathfrak{E}$ in Einheiten von 10^5 V/cm.

Hier erkennt man ebenfalls die Kurvenstücke *a*, *b*, *c* (wie oben); bei Abb. 8 fehlt das Stück *a*.

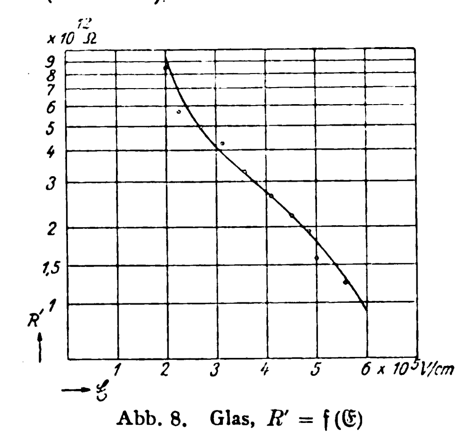


Abb. 8. Glas, $R' = f(\mathfrak{E})$

Bemerkung: Sinjelnikoff und Ant. Walther haben versucht, den eigentlichen Widerstand des Glases zu messen und haben (vgl. Originalabbildung) einen konstanten Wert von etwa

[10]) Vgl. Anm. 1, C, Abb. 3.
[11]) Vgl. Anm. 1, D., Abb. 58.

$R_0 = 6{,}5 \cdot 10^{11}\,\Omega$ gefunden. Dies kann offenbar nicht richtig sein, denn die abfallende Kurve R' würde bei etwa $\mathfrak{E} = 6 \cdot 10^5$ V/cm die Gerade R_0 schneiden, d. h. die Werte R' wären dann kleiner als R_0. Der Fehler dürfte in der Meßmethode zu suchen sein. —

Fast sämtliche anderen Messungen an Glas, die Schiller veröffentlicht hat, lassen die charakteristischen Eigentümlichkeiten erkennen, insbesondere das Anfangsstück (*a*). Wenn auch die Poolesche Beziehung für einen gewissen Bereich anwendbar ist, so zeigt sich hierin doch deutlich, daß sie lediglich eine Interpolationsformel darstellt. Auf die Unzulänglichkeit der Pooleschen Beziehung bei den Ergebnissen an Glimmer macht Schiller bereits aufmerksam. —

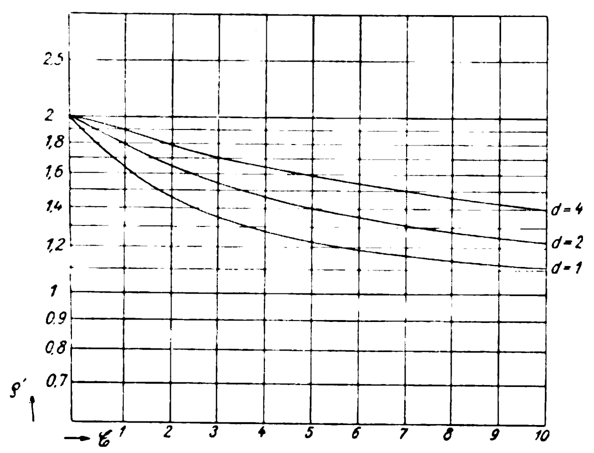


Abb. 9. Abnahme des spezifischen Widerstandes bei variabler Dicke

Hier sei noch auf die Frage eingegangen, welchen Einfluß die Dicke (*d*) der Glasschicht auf die Änderung des Widerstandes hat. Nach einer von Günther-Schulze[12]) aufgestellten Theorie der Stoßionisation im Innern des Isolators müßte der Widerstand mit zunehmender Feldstärke bei dickeren Schichten stärker abfallen, als bei dünneren. Schiller hat aber nachgewiesen, daß bei Glas und Glimmer das Gegenteil der Fall ist. In der Abb. 9 sind drei Kurven gezeichnet, die nach der Beziehung berechnet wurden

$$\varrho' = \varrho \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{E} - \frac{\beta}{2} d \left(1 - e^{-\frac{c}{d}\mathfrak{E}}\right)}$$

mit folgenden willkürlichen Werten:

$\varrho = 1$, $\beta = 2$, $c = 0{,}5$, $d = 1, 2, 4$, $\mathfrak{E} = 1 - 10$.

Es zeigt sich also, daß in der Tat der Schillersche Befund durch die abgeleitete Beziehung richtig gedeutet wird, vorausgesetzt, daß c, bzw. $\frac{\beta}{2} \cdot c =$ konst. ist, was aber nach der ganzen Entwicklung zu erwarten ist.

(Hier ist zwar die die Unstetigkeit vermeidende Formel verwendet worden; dies kann aber an dem Ergebnis selbst grundsätzlich nichts ändern).

3. Silit. Während die Widerstandsmessungen an Kristallen und Gläsern wegen der geringen Leitfähigkeit dieser Stoffe besondere Mittel erfordern (hohe Spannung, Erwärmung, empfindliche Meßapparate) und daher wenig ausgeführt worden sind, zumal ihre Bedeutung zunächst mehr auf rein theoretischem Gebiet lag, liegen die Verhältnisse bei Silit und ähnlichen Stoffen umgekehrt. Die Elektrotechnik hat Bedürfnis an Stoffen mit hohem spez. Widerstand, um Widerstandsapparate klein und daher wirtschaftlich ausbilden zu können. Daneben sind noch Induktionsfreiheit und Wärmebeständigkeit wünschenswerte Eigenschaften. Da natürliche Stoffe für den Zweck nicht ausreichten, suchte man sie künstlich zu schaffen, indem man relativ gut leitende Stoffe (Graphit) mit relativ schlecht leitenden (Ton) mischte. Später wurde die Form und damit die Brauchbarkeit dieser Widerstandskörper dadurch wesentlich verbessert, daß das Pulvergemisch höheren Temperaturen ausgesetzt wird, wodurch es unter Bildung von Siliciumcarbid zu einem festen Körper zusammensintert. Andere Verfahren verwenden unmittelbar Siliciumcarbid oder auch freies Silicium als Ausgangsmaterial; so entstehen — dem Bedürfnis entsprechend — Stoffe mit großen Unterschieden in den Werten des spez. Widerstandes. Hierbei zeigte es sich nun, daß der Widerstand eines solchen Stoffes mit wachsender Spannung abnahm. Diese Eigentümlichkeit ist zwar für manche Zwecke erwünscht, für andere dagegen nachteilig, zumal ihre sichere Beherrschung bei der Fabrikation große Schwierigkeiten bereitet.

Die Ursache für das Verhalten des Silits — als eines der Hauptvertreter — kann, wie bei Kristallen und Gläsern in der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen gesehen werden, wofür die Bedingungen fast noch besser erfüllt zu sein scheinen als bei den ersteren Stoffen. In der Tat ist auch die charakteristische Gegenspannung experimentell nachgewiesen worden. Im folgenden sei daher ein Meßergebnis an einem Silitstab, Länge 4,3 cm, Durchmesser 0,6 cm [E. Alberti und A. Günther-Schulze[13])] analysiert. Es ergab sich

$$R' = (4590 - 8{,}4\,\mathfrak{E}) \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{E} - 1000\left(1 - e^{-0{,}00099845\,\mathfrak{E}}\right)}$$

R' in Ω, $\mathfrak{E}$ in V/cm.

[12]) Phys. Zeitschr. **24** (1923), 212, zitiert nach Schiller, vgl. Anm. 1, B.

[13]) Vgl. Anm. 1, E.

Der Anfangswert von R' ist, wenn $k = 0{,}99845$

$$R' = R\frac{1}{1-k} = \frac{4590}{1 - 0{,}99845} = 2960000\ \Omega$$

Abb. 10 gibt das Resultat wieder.

E. Alberti und A. Günther-Schulze haben die Möglichkeit, die nicht lineare Beziehung zwischen Strom und Spannung zur Erziehung einer Ventilwirkung heranziehen zu können, ausgenutzt. Wie weit die behandelte Erscheinung allgemein zur Erklärung von Detektoreffekten dienen kann, sei einer späteren Arbeit vorbehalten. Auf den stets zu erwartenten Polaritätseffekt bei ungleichen Elektroden hat Verfasser bereits früher hingewiesen und inzwischen auch experimentell festgestellt (an Silitrohr).

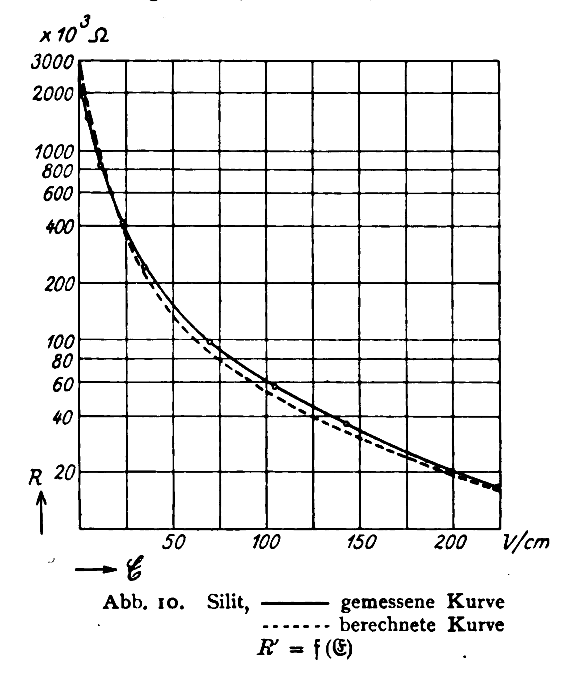


Abb. 10. Silit, ——— gemessene Kurve ------- berechnete Kurve $R' = f(\mathfrak{E})$

4. Baumwolle-Isolation. Es ist lange bekannt, daß Leitungsisolationen einen verschiedenen Isoationwert zeigen je nach der Spannung, mit der gemessen wird. So hat sich die Vorschrift entwickelt, den Isolationszustand mit einer der betriebsmäßigen gleichen Spannung festzustellen.

Für diese Erfahrungstatsache fehlte lange eine hinreichende Erklärung, bis S. Evershed[14]) die bekannten Versuche mit Glaskapillaren, die vielfach abgerissene Wasserfäden enthalten, anstellte und analoge Verhältnisse zwischen Stromstärke und Spannung fand wie bei Faserstoffen. Zweifellos können dieser gleichartigen Erscheinung die gleichen Ursachen zugrunde liegen, d. h. die Verdickung von Wasserhäuten an den Wänden der Kapillaren (= Fasern) und damit eine Abnahme des Widerstandes mit zunehmender Spannung; Voraussetzung dafür ist aber ein beträchtlicher Wassergehalt der Faserstoffe. Verfasser (vgl. Teil B) hat Faserstoffe (Holzmehl) in Paraffin erhitzt und möglichst wasserfrei gemacht und nach Erkalten ebensolche Gegenspannungen gefunden wie bei den Stoffen unter 1—3. Es ist daher berechtigt, die Tatsache der Widerstandsabnahme der Faserstoffe im normalen, trockenen Zustand in demselben Sinne zu deuten, wie oben.

Im folgenden ein Beispiel [Wagner[15])] (Abb. 11). Die Kurve entspricht der Beziehung:

$$R' = (13{,}5 - 2{,}2 \cdot 10^{-5}\, U^2)\frac{U}{U - 25(1 - e^{-0{,}030\, U})},$$

R' in Megohm, U in V, $R'_{U=0} = 135$ Megohm.

Bemerkung: Das sich bei diesen Stoffen beim Rückgang der Meßspannung eine Kurve unterhalb der ersten ergibt, erklärt sich zwanglos daraus,

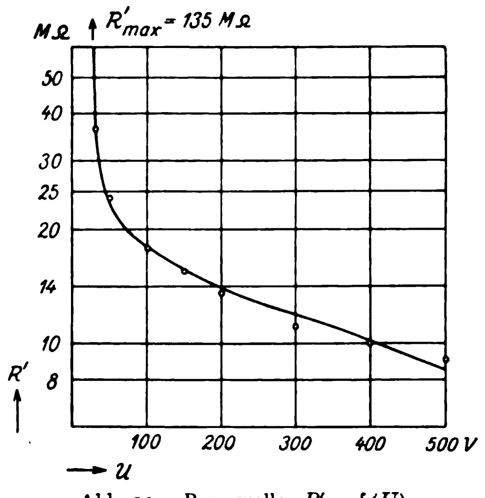


Abb. 11. Baumwolle, $R' = f(U)$

daß die Temperatur (vgl. zweite Erweiterung) nicht sofort auf den der geringeren Spannung entsprechenden Wert zurückgeht, der erste Klammerwert also geringer erscheint.

VII. Technische Isolierstoffe bei Wechselspannung

Wiewohl theoretisch ein scharfer Unterschied zwischen Leitern und Nichtleitern besteht, so gibt es in Wirklichkeit keine reinen Vertreter der letzteren. Stets hat man es mit einem Gemisch beider Klassen zu tun, und es ist eine Frage der Verteilung der Bestandteile, ob man einem Stoff den Charakter eines Leiters oder eines Nichtleiters zuweisen kann. Es gibt Stoffe, die — wie Silit — je nach der Spannung relativ gut isolieren oder leiten können.

[14]) Journ. of the Inst. of El. Eng. **52** (1913), 51.

[15]) Aus Schering, Die Isolierstoffe d. Elektrotechnik, Abb. 19.

Über die Art der Verteilung der Leiter und Nichtleiter in den Stoffen ist nur wenig bekannt. Praktisch muß die Forderung aufgestellt werden, daß die Verteilung möglichst gleichmäßig sei. Für die rechnerische Behandlung müssen die komplizierten Verhältnisse auf einfache reduziert werden. Man hat als „Ersatzschaltung" eines Kondensators mit technischem Isolierstoff (dem also eine gewisse Leitfähigkeit zukommt) entweder die Reihenschaltung oder die Parallelschaltung eines Kondensators mit idealem Dielektrikum mit einem rein Ohmschen Widerstand vorgeschlagen. Tatsächlich kommen im Stoff beide Schaltungen vor, und es fragt sich, welcher der Vorzug zu geben ist. Geht man von der zellen- oder wabenartigen Struktur der kolloidalen Stoffe aus, bei denen gemäß der Theorie die Zellwände (z. B. die Eiweißhüllen beim Kautschuk) der Sitz der elektrolytischen Leitung ist, so erkennt man an Hand der Abb. 12, daß die leitenden Kanäle (a—b) (= rein Ohmsche Widerstände) einer Reihenschaltung von dielektrischen Schichten und Ohmschen Widerständen (c—d) parallelgeschaltet sind.

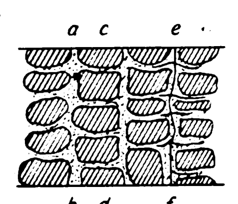


Abb. 12. Kautschukstruktur

Wegen der geringfügigen Dicke der Querschichten relativ zum Isoliermaterial, spielen sie keine wesentliche Rolle. Es erscheint daher richtiger, als Ersatzschaltung der technischen Isolierstoffe die Parallelschaltung von reinem Dielektrikum und reinem Widerstand anzunehmen. (Bei e—f sind die Hüllen noch nicht ineinander übergegangen, ihre Oberflächen bilden also jene, oben erwähnten Ionenwehre.)

Das Verhalten eines Kondensators mit technischem Isolierstoff kann nun durch folgende Abb. 13a und zwei Beziehungen charakterisiert werden, die sich aus den früher[16]) abgeleiteten ergeben:

$$\varepsilon' = \varepsilon + \varepsilon \cdot \frac{E}{U}$$

und

$$\lambda' = \lambda - \lambda \cdot \frac{E}{U} \cdot$$

Hierin sind ε' und λ' die einer bestimmten Spannung U entsprechenden Werte der D.K. und der spez. Leitfähigkeit. E bedeutet die erregte Spannung.

[16]) Bezüglich ε vgl. Anm. 2, C.

Bei Wechselspannung ($U = U' \sin \omega t$) durchlaufen ε' und λ' während der Halbperiode variable Werte. Dies bringt verschiedene Komplikationen mit sich, die je nach dem Material von mehr oder minder großem Einfluß sind.

Da die Verhältnisse experimentell noch nicht geklärt sind, seien hier vereinfachende Annahmen getroffen, um qualitativ zu einer Vorstellung von dem Verhalten der Isolierstoffe unter Wechselspannung zu gelangen. Der Vergleich mit Messungsergebnissen wird dann ergeben, ob die Annahmen zulässig sind.

Zu diesem Zweck werde statt des variablen Wertes von U ein konstanter Wert $(\pm)\,\xi\, U'$ eingeführt und $(\mp)\, E =$ konst. über $\frac{1}{2}$ Periode gesetzt.

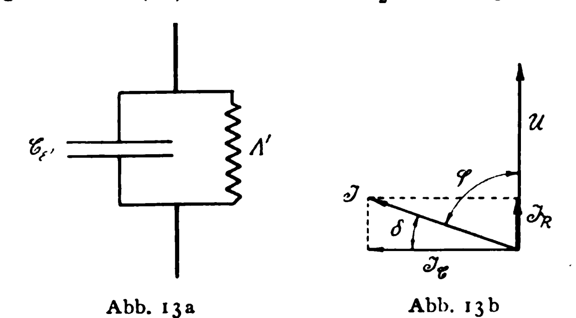


Abb. 13a Abb. 13b

Ersatzschaltung eines Kondensators mit technischen Isolierstoff

VIII. Verlustwinkel abhängig von der Spannung

Es ist üblich, Isolierstoffe nach dem Verlustwinkel zu beurteilen, d. h. nach der Abweichung des Stromvektors aus der 90°-Lage gegenüber dem Spannungsvektor, die bei idealem Dielektrikum vorhanden wäre.

Bei kleinen Winkeln δ ist $\operatorname{tg} \delta = \cos \varphi$ mit $\cos \varphi =$ Leistungsfaktor. Für die Anordnung nach Abb. 13b ist

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_R}{I_C} = \frac{U'}{R \cdot U' \omega C} = \frac{1}{R \omega C} \cdot$$

Setzt man

$$R = \frac{k_1}{\lambda'}$$

und

$$C = k_2 \cdot \varepsilon' ,$$

so erhält man

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\lambda'}{k_1 \cdot k_2 \cdot \varepsilon'} = \frac{\lambda \left(1 - \frac{E}{\xi U'}\right)}{k_1\, k_2\, \varepsilon \left(1 + \frac{E}{\xi U'}\right)}$$

$$= k \cdot \frac{1 - \frac{E}{\xi U'}}{1 + \frac{E}{\xi U'}} = k \frac{\xi U' - E}{\xi U' + E} \cdot$$

In der Abb. 14 ist der Verlauf der Funktion tg $\delta = f(\xi U')$ mit den willkürlichen Werten

$$k = 1, \quad E = 3, \quad \xi U' = 0-80$$

aufgetragen.

Die Kurve würde bei $\xi U' = E = 3$ die Abszissenachse schneiden. Berücksichtigt man aber, daß E stets kleiner als $\xi U'$ sein muß, so kann man etwa setzen:

$$E = k' \cdot \xi U',$$

wobei $k' < 1$ ist.

Im Anfang gilt also

$$\operatorname{tg} \delta = k \frac{\xi U' (1 - k')}{\xi U' (1 + k')} = K,$$

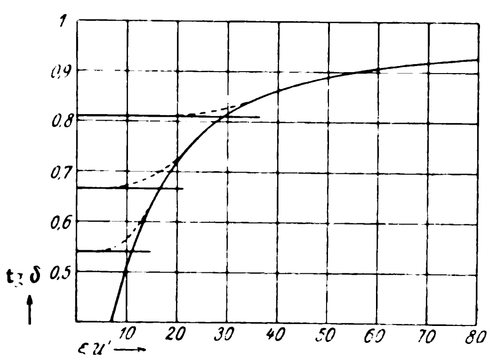


Abb. 14. Verlustfaktor in Abhängigkeit von der Spannung

z. B. sei $k_1' = 0{,}3$ bzw. $k_2' = 0{,}2$ und $k_3' = 0{,}1$, so wird

$$K_3 = \frac{1 - 0{,}3}{1 + 0{,}3} = 0{,}54\,, \quad K_2 = \frac{1 - 0{,}2}{1 + 0{,}2} = 0{,}66\,,$$

$$K_3 = \frac{1 - 0{,}1}{1 + 0{,}1} = 0{,}81\,.$$

Der Übergang von der Geraden K zu der Kurve erfolgt natürlich stetig (Abb. 14).

Es ergibt sich somit, daß der Verlustwinkel bzw. tg δ zwar bis zu einer gewissen Spannung konstant ist, dann aber größer wird.

Dies wird durch die Erfahrung bestätigt, besonders auch durch die Tatsache, daß die Verluste von einem gewissen „kritischen" Spannungswert an mehr als proportional dem Spannungsquadrat zunehmen. Hierbei sind die dielektrischen Verluste noch unberücksichtigt.

Eine ähnliche Erscheinung mit ähnlicher Wirkung sei hier erwähnt. Die Messung des Verlustwinkels an Kabelisolationen zeitigt das Ergebnis, daß von einer gewissen Spannung an die bis zu diesem Punkte konstanten Meßwerte anfangen zu wachsen, so daß ein Knick in der Kurve entsteht. Die Ursache ist darin gesehen worden, daß sich in der Isolation Luftbläschen befinden, die anfangen zu glimmen (Ionisierungspunkt). Die obigen Beziehungen zeigen eine viel allgemeinere Ursache für den Gang des Verlustwinkels in Abhängigkeit von der Spannung.

IX. Abhängigkeit des scheinbaren Widerstands von der Frequenz.

Aus dem Ausdruck

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{R \omega C}$$

ergibt sich, daß der Verlustwinkel mit wachsender Frequenz kleiner wird, falls R und C konst. sind. C nimmt zwar von einem gewissen Punkt an mit der Frequenz ab, wegen $\varepsilon' = \varepsilon + \frac{A}{\omega} - \frac{B}{\omega^2}$, die Änderung ist aber gegenüber derjenigen von ω klein, bei guten Isolierstoffen $< 2:1$.[17])

An Flintglas, Gummi und anderen Stoffen kann die Abnahme des Verlustwinkels mit der Frequenz beobachtet werden.

Anderseits ist aber eine recht starke Zunahme des Verlustwinkels mit der Frequenz festgestellt worden, bzw. das Durchlaufen eines Maximalwertes. Es fragt sich, welche Ursache diese Erscheinung hat. Die Frage ist gleichbedeutend mit der, welche zusätzlichen Verluste (Energieumsatz in Wärme) im Isolierstoff auftreten.

Unter der Voraussetzung einer hohen Frequenz und Proportionalität zwischen der Geschwindigkeit eines Ergänzungsions und der Feldstärke ist der von ihm in $^1/_2$ Periode zurückgelegte Weg:

$$s = h \int_{t=0}^{t=\frac{T}{2}} \mathfrak{E}\, d t\,.$$

Diesem Weg entspricht die Arbeit

$$p \int_{t=0}^{t=\frac{T}{2}} \mathfrak{E}\, d t,$$

die in Wärme umgesetzt wird. Für alle z Ionen wird die während einer Halbperiode geleistete Verlustarbeit

$$V = z \cdot p \int_{t=0}^{t=\frac{T}{2}} \mathfrak{E}\, d t\,.$$

Wertet man das Integral aus, wobei $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}' \sin \omega t$ sei, und beachtet man, daß die Verlustleistung $N' = V \cdot \frac{\omega}{\pi}$ mit $\frac{\omega}{\pi}$ = Wechsel/Sek. ist, so ergibt sich

$$N' = \frac{2}{\pi} \cdot z \cdot p \cdot \mathfrak{E}',$$

d. h. die Verlustleistung ist unabhängig von der Frequenz.

[17]) Vgl. Anm. 2, D.

Die Ableitung gilt voraussetzungsgemäß nur für den Fall, daß im wesentlichen alle (z) Ergänzungsionen im Stoff bleiben und nur kleine Wege relativ zur Dicke des Stoffes zurücklegen, also für sehr hohe Frequenzen.

Bei niederen Frequenzen werden jedoch um so mehr Ergänzungsionen ausgeschieden, je größer $\int \mathfrak{E}\, dt$ ist, bei einem gewissen Wert ($s = d$) (nahezu) alle (vgl. die Ableitung der Abhängigkeit der D. K. von der Frequenz). An Stelle von z ist also in obige Beziehung einzusetzen: $z' = z - n$, wobei n = ausgeschiedene Ionenzahl ist.

Es sei

$$n = b \int_{t=0}^{t=\frac{T}{2}} \mathfrak{E}\, dt = \frac{2b}{\omega} \mathfrak{E}';$$

hiermit wird

$$z' = z - \frac{2b}{\omega} \mathfrak{E}'$$

und

$$N' = (z - \frac{2b}{\omega} \mathfrak{E}') \frac{2}{\pi} p \mathfrak{E}', \quad b, p, \mathfrak{E}' = \text{Konstanten}$$

oder

$$N' = G - \frac{H}{\omega}$$

Dieser Ausdruck besagt folgendes: Bei $\omega' = \frac{H}{G}$ und kleineren Werten von ω ist die Verlustleistung $N' = 0$, weil eben theoretisch alle Ergänzungsionen ausgeschieden sind. Es ist aber sicher damit zu rechnen, daß stets einige zurückbleiben, weil sie durch innere Widerstände — Ionenwehre — und in den Querkanälen (Abb. 12) zurückgehalten werden. Sie können nur konstante und beschränkte Weglängen — von Wehr zu Wehr — zurücklegen, so daß für sie der Ansatz aufgestellt werden kann:

$$N'' = K\omega.$$

Die Summe $N' + N''$ ergeben die eigentlichen „dielektrischen Verluste" bei Wechselspannung:

$$N' + N'' = N_D = G - \frac{H}{\omega} + K\omega.$$

Bei hohen Frequenzen wird

$$N_D = G + K\omega,$$

ein Resultat, das mit Messungsergebnissen z. B. an Glimmer und Ebonit übereinstimmt.

Man kann nun die Fiktion aufstellen, daß die Verluste N_D in einem zu dem eigentlichen Widerstand R' parallelen Stromzweig mit der Leitfähigkeit A_2 auftreten, d. h. man kann setzen:

$$N_D = U_e^2 \cdot A_2 = G - \frac{H}{\omega} + K\omega,$$

woraus folgt:

$$A_2 = g(G - \frac{H}{\omega} + K\omega)$$

mit $g = \frac{1}{U_e^2}$ = konst.

Setzt man noch $\frac{1}{R'} = A_1$, so wird die resultierende, „scheinbare Leitfähigkeit" des Isolierstoffs

$$A_1 + A_2 = A' = \frac{1}{R'} + g(G - \frac{H}{\omega} + K\omega),$$

bzw. der scheinbare Widerstand

$$R'' = \frac{R'}{1 + g R'(G - \frac{H}{\omega} + K\omega)} \qquad (11)$$

Somit ist eine scheinbare Abhängigkeit des Widerstandes eines Isolierstoffs von der Frequenz festgestellt worden.

(Schluß folgt)

Die thermischen Eigenschaften der Kohlensäure im gasförmigen, flüssigen und festen Zustand

Von R. Plank und J. Kuprianoff

(Auszug aus einer Mitteilung des Kältetechnischen Instituts der Technischen Hochschule in Karlsruhe)[1])

Inhalt: Aufstellung von Tabellen und Diagrammen für Kohlensäure in den drei Aggregatzuständen auf Grund der neuesten Versuche.

1. Einleitung

Bei der Berechnung von Kohlensäure-Kältemaschinen bedient man sich in Deutschland zur Zeit vorzugsweise der von K. Langen[2]) im Jahre 1921 berechneten Dampftabellen und des von ihm aufgestellten Mollierdiagramms. Diese Unterlagen sind auch der ersten Auflage der Deutschen Regeln für Leistungsversuche an Kältemaschinen und Kühlanlagen[3]) zugrunde gelegt worden. Daneben werden auch die Dampftabellen und das T/s-Diagramm von G. Eichelberg[4]) (1922) benutzt, welches P. Ostertag[5]) in sein bekanntes Buch über „Kälteprozesse" aufgenommen hat. In beiden Arbeiten werden aber die ausgedehnten

---

[1]) Die vollständige Arbeit ist in den Beiheften zur Zeitschrift für die ges. Kälteindustrie Reihe 1, Heft 1, Verlag der Gesellschaft für Kältewesen, Berlin, 1929 erschienen.

[2]) K. Langen, Diss. Dresden und Zeitschr. f. d. ges. Kälteind. **28** (1921), 2.

[3]) Regeln für Leistungsversuche an Kältemaschinen u. Kühlanlagen, Dinorm 1951, v. Jahre 1922.

[4]) G. Eichelberg, Technical Review Sulzer, Winterthur, Nr. 3, 1922.

[5]) P. Ostertag, Kälteprozesse, Verlag J. Springer, Berlin, 1924.

Drosselversuche, die Jenkin und Pye[6]) (1914) sowie Jenkin und Shorthose[7]) (1921) mit Kohlensäure durchgeführt haben, noch nicht berücksichtigt. Da außerdem noch weitere sorgfältige Drosselversuche von Burnett[8]) (1923) vorliegen und vor kurzem im Bureau of Standards in Washington von Meyers und van Dusen die Dampfspannungskurve im ganzen flüssigen Gebiet sehr genau nachgeprüft wurde[9]), so schien uns eine Neuberechnung der Dampftabellen notwendig. Es kommt hinzu, daß neuerdings neben den Eigenschaften der flüssigen und dampfförmigen Kohlensäure auch das Verhalten der festen Kohlensäure technisch wichtig geworden ist, nachdem diese in Amerika in steigendem Maße als Kältemittel verwendet wird[10]), [11]). Es erschien also notwendig, in die Tabellen und Diagramme den festen Zustand mit einzubeziehen. Damit gelangt in der technischen Thermodynamik unseres Wissens zum erstenmal ein Diagramm zur Verwendung, das alle drei Aggregatzustände enthält. Die Aufstellung dieses Diagramms entspricht einem vom V. Internationalen Kältekongreß in Rom, 1928, ausgesprochenen Wunsch.

2. Die Gleichgewichtskurven[12])

Die Dampfdruckkurve flüssig-dampfförmig wurde neuerdings von Meyers und van Dusen[9]) zwischen dem kritischen Punkt und dem Tripelpunkt neu bestimmt und durch eine empirische Gleichung dargestellt, in welcher der Logarithmus des Drucks in eine Reihe mit steigenden Potenzen von $(T_k - T)$ entwickelt wird. Diese Gleichung enthält neben P_k und T_k noch fünf empirische Konstanten. Wir finden, daß sich diese Versuchswerte sehr genau durch die Gleichung

$$p_{,}'' = a\left(\frac{T}{100} - b\right)^n \qquad (1)$$

mit nur drei Konstanten darstellen lassen, eine Form, die schon von Eichelberg[4]) für CO_2 vorgeschlagen wurde. Wenn $p_{,}''$ in kg/cm² ausgedrückt wird, so haben die Konstanten folgende Werte

$$a = 8{,}494; \quad b = 1{,}281; \quad n = 3{,}852.$$

Damit erhält man folgende Grenzwerte

	t	$p_{,}''$ kg/cm²
Kritischer Punkt	31,0°	74,96
Tripelpunkt	− 56,6°	5,28

Die dazwischen liegenden Druckwerte sind aus Tabelle 6 zu entnehmen. Aus (1) folgt

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_{,}'' = \frac{3{,}852 \cdot p_{,}''}{T - 128{,}1} \qquad (2)$$

Die Dampfdruckkurve fest-dampfförmig interessiert uns im Bereich vom Tripelpunkt bis − 100°. Von − 78,5° abwärts liegen sehr genaue Messungen von Henning und Stock[13]), [14]) vor. Zwischen − 56° und − 78,5° ist das Versuchsmaterial weniger genau, wovon man sich durch Auftragen von log p über $1/T$ überzeugen kann. Es wurde versucht, die gemessenen Werte durch verschiedene Dampfdruckformeln auszudrücken; am besten paßt die rein empirische Gleichung

$$\log p_{,,,}'' = a - \frac{b}{T} - c \log T + d \cdot T \qquad (3)$$

mit $a = 58{,}36100$; $b = 2206{,}455$; $c = 21{,}431$ und $d = 0{,}02527$, wenn man $p_{,,,}''$ in mm Hg ausdrückt. Diese Formel ist stark extrapolationsfähig und die damit berechneten Werte sind in Tabelle 7 eingetragen.

Die Gleichgewichtskurve flüssig — fest hat bei Kohlensäure einen anderen Verlauf als beim Wasser. Bei CO_2 tritt beim Schmelzen eine Volumenzunahme auf. Nach der Clausius-Clapeyronschen Gleichung muß daher die Schmelztemperatur mit wachsendem Druck steigen.

Tabelle 1
Gleichgewichtskurve flüssig — fest

$p_{,,,}'$ in at	t^0
5,28	− 56,5
1000	− 37,3
2000	− 20,5
3000	− 5,5
4000	+ 8,5
5000	21,4
6000	33,1
7000	44,2
8000	55,2
9000	65,8
10000	75,4
11000	84,6
12000	93,5

Der Druckanstieg beträgt in der Nähe des Tripelpunkts etwa 52 kg/cm² für 1°. Der Verlauf der Gleichgewichtskurve ergibt sich aus Tabelle 1,

[6]) Jenkin und Pye, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A **213** (1914), 67 und **215** (1915), 353.
[7]) Jenkin und Shorthose, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **99** (1921), 352.
[8]) E. S. Burnett, Phys. Review, Ser. 2, **22** (1925), 590.
[9]) Meyers und van Dusen, Refr. Engineering **13** (1926), 180.
[10]) Killeffer, Industrial and Engineering Chemnistry **19** (1927), 192.
[11]) R. Plank, Zeitschr. VDI. **73** (1929), 221.
[12]) Es bezieht sich durchweg der Index ′ auf den flüssigen Zustand, ″ auf den Dampfzustand und ‴ auf den festen Zustand an den betreffenden Grenzkurven.
[13]) F. Henning, Ann. d. Phys. (4), **43** (1914), 287.
[14]) F. Henning und A. Stock, Zeitschr. f. Physik **4** (1921), 226.

wobei die Werte von $p_{,,,}'$ bis 4900 at von Tammann[15]), darüber hinaus von P. W. Bridgman[16]) bestimmt wurden. Wie aus der Tabelle zu ersehen ist, kann man gasförmige Kohlensäure auch über der kritischen Temperatur nur durch Druckerhöhung in feste Kohlensäure verwandeln.

3. Das spezifische Volumen

Bis zum Druck von 35 at läßt sich das spezifische Volumen des trocken gesättigten und überhitzten Dampfes nach den Messungen von Amagat, Cailletet und Mathias, Lowry und Erikson[17]) sowie Maass und Mennie[18]) durch die sehr einfache Zustandsgleichung

$$v = \frac{R \cdot T}{P} - \frac{0{,}0825 + 1{,}225 \cdot 10^{-7} \cdot P}{(T/100)^{10{,}3}} \qquad (4)$$

darstellen; in welcher $R = 19{,}273$ die gewöhnliche Gaskonstante bedeutet und P in kg/m² einzusetzen ist. Für höhere Drucke als 35 at wurden die Versuchswerte von Amagat übernommen. Die so erhaltenen Volumina v'' für trocken gesättigten Dampf sind in den Tabellen 6 und 7 enthalten.

Die spezifischen Volumina v' von flüssiger Kohlensäure im Sättigungszustand wurden von Amagat, Behn[19]), Jenkin[20]) sowie Lowry und Erikson[17]) gemessen. Durch alle Versuchswerte läßt sich eine glatte Kurve hindurchlegen. Die so erhaltenen v'-Werte sind ebenfalls in den Tabellen 6 und 7 eingetragen.

Aus den v''- und v'-Werten wurden die reziproken Werte der spezifischen Gewichte γ'' und γ' gebildet und der Verlauf der „geraden Mittellinie" nach Mathias bestimmt. Es zeigte sich, daß die Mittelwerte $\frac{\gamma'' + \gamma'}{2}$, über der Temperatur aufgetragen, in der Tat einen vollkommen geradlinigen Verlauf haben. Die Gleichung der Geraden lautet:

$$\frac{\gamma'' + \gamma'}{2} = 510{,}56 - 1{,}506\,t = 463{,}87 + 1{,}506\,(t_k - t) \qquad (5)$$

Daraus lassen sich einerseits die kritischen Werte des spezifischen Gewichts $\gamma_k = 463{,}87$ kg/m³ und des Volumens $v_k = 2{,}156$ l/kg bestimmen und andererseits läßt sich die Richtigkeit der festgestellten Werte von v'' bei tiefen Temperaturen kontrollieren, wo es noch keine direkten Messungen gibt. Es ergab sich dabei eine vollkommene Bestätigung bis zum Tripelpunkt.

Neben dem Flüssigkeitsvolumen v' im Sättigungszustand interessiert noch das Volumen v der Flüssigkeit bei höheren Drucken und der Wärmeausdehnungskoeffizient $\alpha = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$. Diese Werte wurden von Jenkin[20]) zwischen 20 und 100 at sowie zwischen + 30 und − 37° gemessen; sie sind in den Tabellen 2 und 3 enthalten. Die Kenntnis dieser Werte ist für die spätere Berechnung der Entropie der Flüssigkeit wichtig, was mit Hilfe der thermodynamischen Beziehung

$$\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T = -A\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P \qquad (6)$$

leicht durchgeführt werden kann.

$$\left(A = \frac{1}{427}\,\frac{\text{kcal}}{\text{mkg}}\right).$$

Tabelle 2

Spezifisches Volumen der Flüssigkeit in l/kg bei verschiedenen Drucken und Temperaturen (nach Jenkin)

	Absoluter Druck in at (kg/cm²)								
	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$t = -37$	0,906	0,904	0,902	0,900	0,898	0,896	0,894	—	—
−30	0,929	0,927	0,924	0,922	0,919	0,916	0,914	—	—
−20	0,970	0,966	0,962	0,959	0,955	0,952	0,949	—	—
−10	—	1,023	1,014	1,006	1,000	0,995	0,991	—	—
± 0	—	—	1,075	1,066	1,058	1,050	1,043	—	—
+ 5	—	—	1,119	1,106	1,093	1,082	1,074	—	—
+10	—	—	—	1,156	1,137	1,122	1,109	1,098	1,090
+15	—	—	—	—	1,198	1,175	1,157	1,142	1,131
+20	—	—	—	—	1,284	1,244	1,214	1,194	1,179
+25	—	—	—	—	—	1,355	1,301	1,262	1,236
+30	—	—	—	—	—	—	1,471	1,356	1,309

Tabelle 3

Wärmeausdehnungskoeffizienten der Flüssigkeit $\alpha = \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$ nach Jenkin

Die Tabellenwerte sind $\alpha \cdot 10^3$

	Absoluter Druck in at (kg/cm²)								
	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$t = -37$	3,3	3,2	3,1	3,0	2,9	2,8	2,7	—	—
− 30	3,8	3,7	3,5	3,4	3,3	3,2	3,1	—	—
− 20	5,1	4,7	4,4	4,3	4,1	4,0	3,9	—	—
− 10	—	6,3	5,5	5,2	4,9	4,7	4,6	—	—
± 0	—	—	7,1	6,6	6,1	5,7	5,5	—	—
+ 5	—	—	8,5	7,8	7,2	6,7	6,2	6,0	—
+ 10	—	—	—	10,0	8,8	7,9	7,3	6,8	6,7
+ 15	—	—	—	—	11,8	10,0	8,6	7,9	7,0
+ 20	—	—	—	—	—	13,1	11,1	9,8	9,4
+ 25	—	—	—	—	—	27,5	17,3	12,2	10,4
+ 30	—	—	—	—	—	—	31,0	16,1	12,6

15) G. Tammann, Wied. Ann. **68** (1899), 572 und Aggregatstände, 2. Aufl. Verl. Leop. Voss. Leipzig 1923, S. 102.

16) P. W. Bridgmann, Phys. Review. **3** (1914), 127.

17) Lowry und Erikson, Journ. Am. Chem. Soc. **49** (1927), 2729.

18) Maass und Mennie, Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. **110** (1926), 198.

19) Behn, Ann. d. Phys. (4), **3** (1900), 733.

20) Jenkin, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. **98** (1921), 170.

Das spezifische Volumen v''' fester Kohlensäure (sehr hoch verdichteter Schnee oder direkt ausgefrorene Flüssigkeit) wurde neuerdings zwischen -79 und -183^0 von Maass und Barnes[21]) bestimmt. Diese Werte und die daraus berechneten Wärmeausdehnungskoeffizienten α der festen Kohlensäure sind in Tabelle 4 eingetragen. Die Wärmeausdehnung ist außerordentlich groß, sie übersteigt diejenige von gewöhnlichem Eis um das Zehnfache. Im Tripelpunkt ist $v' = 0{,}849$ und $v''' = 0{,}661$ l/kg. Es tritt also beim Schmelzen eine Volumenzunahme um 28,5 % ein; mit wachsendem Druck nimmt jedoch diese Volumenzunahme nach P. W. Bridgman[22]) bedeutend ab.

Tabelle 4

Spezifisches Volumen v''' der festen Kohlensäure

t^0	γ''' kg/l	v''' l/kg	$\alpha = \frac{1}{v'''} \frac{dv'''}{dT}$
− 183	1,669	0,599	
− 130	1,625	0,615	
− 120	1.616	0,619	57
− 110	1,606	0,623	65
− 100	1,595	0,627	76
− 95	1,589	0,629	82
− 90	1,582	0,632	89
− 85	1,575	0,635	102
− 80	1,566	0,639	117
− 75	1,557	0,643	129
− 70	1,546	0,647	142
− 65	1,535	0,652	157
− 60	1,522	0,657	174,5
− 56,6	1,512	0,661	185,5

4. Die latenten Wärmen

Die direkten Messungen der Verdampfungswärme $r_{,}''$ sind recht spärlich. Einige Werte über 0^0 sind von Regnault, Chappuis und Mathias bestimmt worden.[22]) Ferner haben Jenkin und Pye[6]) einige indirekte kalorimetrische Bestimmungen zwischen $+20$ und -50^0 durchgeführt. Vielfach wurde $r_{,}''$ aus der Spannungskurve und aus Volumenmessungen nach der Clausius-Clapeyronschen Gleichung

$$r_{,}'' = A\,T(v'' - v')\left(\frac{dP}{dT}\right)_{,}'' \qquad (7)$$

berechnet. Das setzt voraus, daß man eine sehr genaue Gleichung für die Spannungskurve besitzt, was durch unsere Gleichungen (1) und (2) erfüllt ist. Auch die Sättigungsvolumina v' und v'' in Tabelle 6 scheinen nach den Ausführungen im vorigen Abschnitt genügend gesichert.

Unsere nach Gl. (7) berechneten Werte sind ebenfalls in Tabelle 6 eingetragen. Außerdem sind sie in Abb. 1 dargestellt. Unsere Kurve verläuft durch die gemessenen und von anderer Seite berechneten Werte so hindurch, daß sie mit großer Wahrscheinlichkeit als zuverlässig anerkannt werden muß. Die Werte von $r_{,}''$ lassen sich sehr gut auch durch die Thiesensche Gleichung[23])

$$r_{,}'' = 15{,}2\,(304{,}1 - T)^{0{,}38}$$

darstellen.

Die Sublimationswärme $r_{,,,}''$ wurde erstmalig von Favre, später von Behn und neuerdings bei 1 at von J. W. Andrews (141,0 kcal/kg) und von Maass und Barnes[21]) (136,9 kcal/kg) gemessen. Der letzte Wert ist experimentell einwandfreier. Die genauesten Werte stammen von

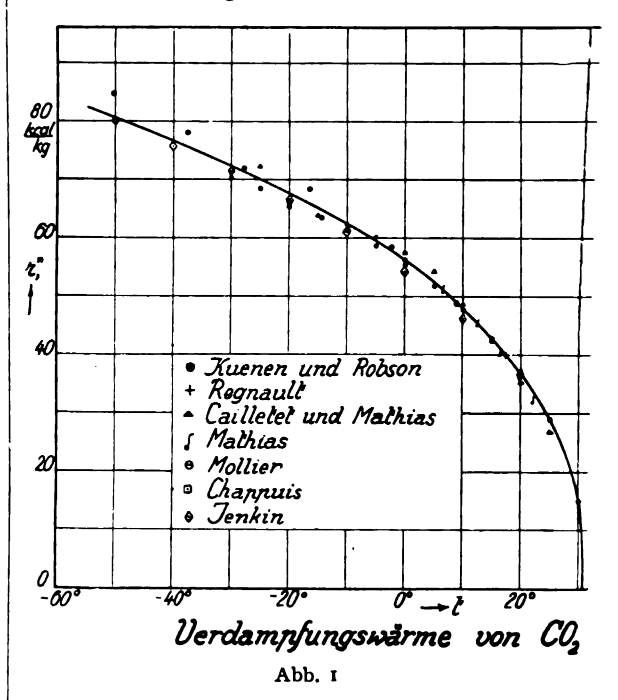


Abb. 1

Eucken und Donath[24]), sie beziehen sich aber leider nur auf sehr tiefe Temperaturen ($140{,}7\,\frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$ bei $-103{,}1^0$ und $144{,}0\,\frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$ bei $-133{,}1^0$). Wir benutzten zur Berechnung von $r_{,,,}''$ wieder die Clausius-Clapeyronsche Gleichung

$$r_{,,,}'' = A\,T(v'' - v''')\left(\frac{dP}{dT}\right)_{,,,}'' \qquad (7a)$$

wobei der Differentialquotient der Spannungskurve nach Gl. (3) berechnet wurde, und die Werte von v'' und v''' nach Abschnitt 3 der Tabelle 7 entnommen wurden. Die so berechneten Werte von

[21]) Maass und Barnes, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A. **111** (1926), 224.

[22]) Landolt-Börnstein, Phys. Chem. Tabellen, 5. Auflage.

[23]) Thiesen, Verh. d. Phys. Ges. Berlin, **16** (1897), 80.

[24]) A. Eucken und E. Donath, Zeitschr. f. phys. Chem. **124** (1926), 194.

$r_{,,,}''$ sind in Tabelle 7 eingetragen. Sie stimmen mit den sichersten Versuchswerten sehr gut überein. Die Sublimationswärme nimmt mit sinkender Temperatur langsam zu.

Die Schmelzwärme $r_{,,,}'$ berechnet sich nun aus der Gleichung

$$r_{,,,}' = r_{,,,}'' - r_{,}''$$

als Differenz zwischen der Sublimations- und der Verdampfungswärme. Im Tripelpunkt wird $r_{,,,}' = 46{,}76$ kcal/kg. Für höhere Drucke nimmt die Schmelzwärme nach P. W. Bridgman[16]) langsam zu.

5. Die Enthalpien

Die älteren Drosselversuche mit Kohlensäure stammen von Thomson und Joule, Natanson und Kester. Neuere Versuche wurden von Jenkin und Pye[6]), Jenkin und Shorthose[7]), sowie Burnett[8]) durchgeführt. Diese liefern eine ausgezeichnete Grundlage für thermodynamische Rechnungen und müssen beim Entwurf neuer Diagramme unbedingt berücksichtigt werden. Die Versuche ergänzen sich in verschiedenen Temperatur- und Druckbereichen und sind untereinander gut vereinbar. Die von den einzelnen Verfassern vorgenommenen Extrapolationen scheinen jedoch nicht zutreffend zu sein.

Mit Hilfe der thermodynamischen Beziehung

$$\left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_T = -A\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P - v\right] \qquad (8)$$

läßt sich aus der Zustandsgleichung (4) ein Ausdruck für die Enthalpie i des Dampfes berechnen, der innerhalb der Gültigkeitsgrenzen der Zustandsgleichung selbst, also bis zu Drucken von rund 35 at benutzt werden darf. Setzt man die spezifische Wärme $c_p{}^0$ der gasförmigen Kohlensäure bei unendlicher Verdünnung

$$c_p{}^0 = 0{,}1965 + 0{,}00023 \cdot t$$

und wählt man willkürlich für die Enthalpie der flüssigen, gesättigten Kohlensäure bei $t = 0^0$ den Wert $i_0' = 100{,}00 \frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$ (um negative Zahlenwerte im ganzen Bereich zu vermeiden), so wird $i_0'' = i_0' + r_{0,}'' = 156{,}13$, und es wird mit (4) und (8)

$$\left.\begin{aligned} i = {} & 169{,}34 + (0{,}1965 + 0{,}000115\,t)\,t \\ & -8{,}3724 \frac{p}{(T/100)^{10/3}}(1 + 0{,}007424\,p) \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Die nach dieser Gleichung zwischen $t = 0^0$ und $t = -100^0$ berechneten Werte von i'' des trocken gesättigten Dampfes sind in den Tabellen 6 und 7 eingetragen. Es zeigt sich, daß i'' in der Nähe von -20^0 ein Maximum hat, was mit den Berechnungen von Mollier, Jenkin und Pye sowie Langen in Einklang steht. Dagegen zeigten die Dampftabellen und Diagramme von Eichelberg und von Hiller[25]) bis herunter auf -55^0 kein Maximum. Die Existenz eines solchen Maximums ist aber aus thermodynamischen Gründen nicht zweifelhaft, doch ist seine Lage bei verschiedenen Stoffen nicht die gleiche. Bezeichnen wir die reduzierte Temperatur T/T_k mit ϑ, so finden wir für CO_2 den Maximalwert von i'' bei $\vartheta_m = 0{,}83$. Für Luft ist $\vartheta_m = 0{,}82$, für Ammoniak und Wasserstoff 0,79, für Wasserdampf 0,77, für Äthylen 0,88 und für Methan 0,90. Nach Eichelberg ist für Kohlensäure bis $t = -55^0$ kein Maximum vorhanden, es müßte also $\vartheta_m < 0{,}71$ sein, was wenig wahrscheinlich ist.

Für Drucke $p > 35$ at wurden die i''-Werte bis zum kritischen Punkt durch Extrapolation der i'- und i''-Werte gewonnen, wobei die Bedingung $i'' - i' = r_{,}''$ einzuhalten war. Es wurde auch die Kurve für $\frac{i' + i''}{2}$ für den Dampfgehalt $x = 0{,}5$ extrapoliert, da diese Kurve mit der Grenzkurve einen sehr klaren Schnittpunkt ergibt, der den kritischen Punkt darstellt. So fanden wir $i_k = 133{,}50 \frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$.

Die Enthalpie des überhitzten Dampfes für $p > 35$ at wurde aus den Drosselversuchen und den direkten Messungen von Burnett, sowie Jenkin und seinen Mitarbeitern abgeleitet, wobei sich ein recht glatter Übergang von den nach Gl. (9) berechneten Werten für niedrigere Drucke zu den gemessenen Werten bei höheren Drucken ergab. Die Versuchswerte reichen aber nur bis zu Temperaturen von 100^0. Darüber hinaus, bis 150^0, ist man auf Extrapolationen angewiesen, so daß dieses Gebiet nicht mehr so gesichert erscheint, aber auch technisch weniger bedeutungsvoll ist.

Tabelle 5

Vergleichender Verlauf der Drosselkurven

Druck in at	Temperaturen			
	nach Langen	nach Eichelberg	nach Macintire	nach Plank u. Kuprianoff
$p = 100$	100^0	100^0	100^0	100^0
80	88,5	88	91,5	91
60	76	73	84,5	80,5
40	61	52	77	68
$p = 120$	80	80	80	80
100	69	67,5	69,5	69
80	55,5	53	57	56
60	38,5	35	43	40,5
40	18,5	11,5	27	20

[25]) H. N. Hiller jun., Ice and Refrigeration, Chicago, Juli 1928.

Die Abweichungen von dem Verlauf der Drosselkurven (Isenthalpen) nach Langen[2], Eichelberg[4]) und Macintire[26]) sind nicht unerheblich, wie man aus Tabelle 5 erkennt; hier ist der Verlauf der Drosselkurven durch zugehörige Wertepaare von Druck und Temperatur dargestellt und zwar einmal ausgehend von 100^0 und 100 at und ein anderes Mal ausgehend von 80^0 und 120 at. Die Abkühlung bei der Drosselung ist nach unserer Darstellung (auf Grund von Versuchswerten) wesentlich geringer als nach den Berechnungen von Eichelberg und immer noch merklich geringer als bei Langen, dagegen höher als bei Macintire.

Die Enthalpie der Flüssigkeit i' im Sättigungszustand berechnet sich aus der Gleichung

$$i' = i'' - r_{,}''.$$

Für höhere Drücke erhält man die Enthalpie der flüssigen Kohlensäure aus den Versuchen von Jenkin und Pye[6]) sowie Burnett.[7]) In beiden Arbeiten ist die Inversionstemperatur des Joule-Thomsoneffekts übereinstimmend bei -24 bis -25^0 gefunden worden; bei dieser Temperatur muß also die Isenthalpe mit der Isotherme zusammenfallen. Diese Forderung ist in dem T/s-Diagramm von Eichelberg[4]) gar nicht erfüllt; die ganze Schar der Isenthalpen im flüssigen und überkritischen Gebiet ist bei Eichelberg mit den Versuchswerten unvereinbar.

Der Verlauf der Isenthalpen im T/s-Diagramm liefert überhaupt ein ziemlich scharfes Kriterium für die Richtigkeit eines Diagramms. Aus der thermodynamischen Beziehung

$$\left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_i = -\frac{T}{A v}\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i \qquad (10)$$

und aus der Tatsache, daß im kritischen Punkt

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i = \left(\frac{d T}{d P}\right)_{,}''$$

ist, folgt nämlich, daß die kritische Isenthalpe ohne Knick aus dem Naßdampfgebiet in das überkritische Gebiet übergehen muß. Alle übrigen Isenthalpen, welche die Grenzkurven schneiden, haben in diesem Schnittpunkt einen Knick und zwar ist an der linken Grenzkurve der Verlauf im Sättigungsgebiet steiler als außerhalb desselben. An der rechten Grenzkurve, ausgehend vom kritischen Punkt, verlaufen die Isenthalpen im Sättigungsgebiet flacher als außerhalb desselben; das gilt bis zu dem Punkt der rechten Grenzkurve, in welchem eine Isenthalpe die Grenzkurve tangiert; diese Isenthalpe verläuft wieder stetig und hat den Parameter i_{max}''. Im weiteren Verlauf der rechten Grenzkurve haben die Isenthalpen im Schnittpunkt wieder einen Knick, jetzt verlaufen sie aber im Sättigungsgebiet steiler. Diese Gesetzmäßigkeiten, die in Abb. 2 erfüllt sind, folgen aus der Beziehung

$$\left(\frac{d T}{d P}\right)_{,}'' = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i + \frac{1}{c_p}\left(\frac{d i}{d P}\right)_{coex.}, \qquad (11)$$

wobei an der linken Grenzkurve $d i'/d P$ immer positiv ist, während an der rechten Grenzkurve $d i''/d P$ ausgehend vom kritischen Punkt zuerst negativ ist, an der Stelle i_{max}'' gleich Null wird und erst dann positive Werte erhält.

Die Enthalpie i''' der festen Kohlensäure erhält man aus der Beziehung

$$i''' = i' - r_{,,,}''.$$

Daraus läßt sich mit genügender Genauigkeit die spezifische Wärme $c_p''' = \frac{\Delta i'''}{\Delta t}$ im festen Zustand berechnen. Die so berechneten Werte von c_p''' stimmen mit den Messungen von Eucken[27]), sowie Maass und Barnes[21]) gut überein. Bei $t = -78{,}9^0$ ($p = 1$ at) wird $c_p''' = 0{,}3 \frac{\text{kcal}}{\text{kg } ^0\text{C.}}$

Die gefundenen Werte von i', i'' und i''' sind in den Tabellen 6 und 7 enthalten.

6. Die Entropien

Zur Berechnung der Entropie dient die Differenzialgleichung (6), aus der man durch Integration mit der Grenzbedingung des idealen Gaszustandes findet

$$s = \int c_p{}^0 \frac{d T}{T} - A \int \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P \cdot d P,$$

wobei $c_p{}^0 = 0{,}1965 + 0{,}00023\, t$.

Im Dampfzustand und im Bereich der Gültigkeit unserer Zustandsgleichung (4) kann die Integration leicht analytisch durchgeführt werden. Die willkürliche Entropiekonstante bestimmen wir dadurch, daß wir für flüssige, gesättigte Kohlensäure von $t = 0^0$ setzen

$$s_0' = 1{,}00000 \text{ Clausius/kg}.$$

Aus (4) und (6) folgt dann:

$$s = 0{,}59100 + 0{,}307888 \log T + 0{,}00023\, T - 0{,}1039478 \log p - 6{,}44028 \frac{p}{T(T/100)^{10/3}} \cdot (1 + 0{,}007424\, p).$$

Nach dieser Gleichung wurden die s''-Werte zwischen $t = 0$ und -100^0 sowie die Entropiewerte des überhitzten Dampfes bis zu Drucken von 35 at abs. berechnet. Aus den s''-Werten findet

[26]) Macintire, Am. Soc. Refr. Eng. Journal **8** (1921), 211.

[27]) A. Eucken, Ber. d. Dentsch. Phys. Ges. **18** (1916), 4.

man

$$s' = s'' - \frac{r_{,}''}{T}$$

und

$$s''' = s'' - \frac{r_{'''}''}{T}.$$

Für $p > 35$ at abs. wurden die Entropiewerte auf graphischen Wege ermittelt und zwar einerseits mit Hilfe der Gleichung (6) und andererseits aus der für zwei Punkte a und b auf einer Isobare geltenden Bedingung

$$\int_a^b T\,d\,s = i_b - i_a,$$

in welcher die i-Werte als Funktionen von Druck und Temperatur nach dem vorigen Abschnitt schon für das ganze Gebiet als bekannt angesehen werden können.

7. Die Dampftabellen und Diagramme

Die in den vorigen Abschnitten behandelten thermischen und kalorischen Größen der Kohlensäure sind in den neuen Dampftabellen 6 und 7 und im T/s Diagramm (Abb. 2) zusammengefaßt.[28]) Tabelle 6 enthält das gesamte Sättigungsgebiet der flüssigen und dampfförmigen Phase vom kritischen Punkt bis zum Tripelpunkt, während Tabelle 7 das Sättigungsgebiet der festen und dampfförmigen Phase vom Tripelpunkt bis -100^0 umfaßt.

In Abb. 2 sind die Grenzkurven, die Isobaren,

[28]) Der Originalarbeit ist das T/s-Diagramm in großem Maßstab beigegeben. Außerdem enthält sie ein großes i/P-Diagramm, das auch alle drei Aggregatzustände umfaßt.

Tabelle 6

Dampftabelle für Kohlensäure flüssig — dampfförmig

Temperatur t °C	Druck p kg/cm²	Spez. Volumen flüssig v' l/kg	Spez. Volumen Dampf v'' l/kg	Spez. Gewicht flüssig γ' kg/m³	Spez. Gewicht Dampf γ'' kg/m³	Enthalpie flüssig i' kcal/kg	Enthalpie Dampf i'' kcal/kg	Verd. Wärme $r_{,}''$ kcal/kg	Entropie flüssig s'	Entropie Dampf s''	$\frac{r_{,}''}{T}$	Temperatur T °K
+31	74,96	2,156	2,156	463,9	463,9	133,50	133,50	0	1,1098	1,1098	0	304,1
+30	73,34	1,677	2,990	596,4	334,4	125,90	140,95	15,05	1,0854	1,1351	0,0497	303,1
+25	65,59	1,417	4,167	705,8	240,0	118,80	147,33	28,53	1,0628	1,1585	0,0957	298,1
+20	58,46	1,298	5,258	770,7	190,2	114,00	151,10	37,10	1,0468	1,1734	0,1266	293,1
+15	51,93	1,223	6,323	817,9	158,0	110,10	153,17	43,07	1,0340	1,1835	0,1495	288,1
+10	45,95	1,166	7,519	858,0	133,0	106,50	154,59	48,09	1,0218	1,1917	0,1699	283,1
+5	40,50	1,120	8,850	893,1	113,0	103,10	155,45	52,35	1,0103	1,1985	0,1882	278,1
0	35,54	1,081	10,383	924,8	96,3	100,00	156,13	56,13	1,0000	1,2055	0,2055	273,1
−5	31,05	1,048	12,141	953,8	82,4	96,91	156,41	59,50	0,9390	1,2109	0,2219	268,1
−10	26,99	1,019	14,194	980,8	70,5	94,09	156,60	62,51	0,9787	1,2163	0,2376	263,1
−15	23,34	0,994	16,609	1006,1	60,2	91,44	156,70	65,26	0,9690	1,2218	0,2528	258,1
−20	20,06	0,971	19,466	1029,9	51,4	88,93	156,77	67,79	0,9594	1,2272	0,2678	253,1
−25	17,14	0,950	22,885	1052,6	43,8	86,53	156,67	70,14	0,9501	1,2328	0,2827	248,1
−30	14,55	0,931	27,001	1074,2	37,0	84,19	156,56	72,37	0,9408	1,2385	0,2977	243,1
−35	12,26	0,913	32,008	1094,9	31,2	81,88	156,39	74,51	0,9314	1,2443	0,3129	238,1
−40	10,25	0,897	38,164	1115,0	26,2	79,59	156,17	76,58	0,9218	1,2503	0,3285	233,1
−45	8,49	0,881	45,809	1134,5	21,8	77,30	155,89	78,59	0,9120	1,2565	0,3445	228,1
−50	6,97	0,867	55,407	1153,5	18,1	75,01	155,57	80,56	0,9020	1,2631	0,3611	223,1
−55	5,66	0,853	67,620	1172,1	14,8	72,72	155,22	82,50	0,8917	1,2700	0,3783	218,1
−56,6	5,28	0,849	72,220	1177,9	13,8	71,97	155,09	83,12	0,8885	1,2724	0,3839	216,5

Tabelle 7

Dampftabelle für Kohlensäure fest — dampfförmig

Temperatur t °C	Druck p kg/cm²	Spez. Volumen fest v''' l/kg	Spez. Volumen Dampf v'' l/kg	Spez. Gewicht fest γ''' kg/m³	Spez. Gewicht Dampf γ'' kg/m³	Enthalpie fest i''' kcal/kg	Enthalpie Dampf i'' kcal/kg	Sublimationswärme $r_{'''}''$ kcal/kg	Entropie fest s'''	Entropie Dampf s''	$\frac{r_{'''}''}{T}$	Temperatur T °K
−56,6	5,28	0,661	72,22	1512,4	13,84	25,21	155,09	129,88	0,6725	1,2724	0,5999	216,5
−60	4,18	0,657	91,15	1521,9	10,97	23,71	155,06	131,35	0,6655	1,2819	0,6164	213,1
−65	2,93	0,652	129,26	1534,6	7,74	21,49	154,87	133,38	0,6551	1,2960	0,6409	208,1
−70	2,02	0,647	185,39	1546,1	5,39	19,59	154,52	134,93	0,6459	1,3103	0,6644	203,1
−75	1,37	0,643	269,45	1556,5	3,71	17,93	154,06	136,13	0,6376	1,3248	0,6872	198,1
−78,9	1,00	0,639	365,12	1564,0	2,74	16,73	153,62	136,89	0,6314	1,3363	0,7049	194,2
−80	0,914	0,639	397,85	1566,1	2,51	16,41	153,49	137,08	0,6299	1,3398	0,7099	193,1
−85	0,596	0,635	598,13	1574,8	1,672	14,98	152,86	137,88	0,6224	1,3554	0,7330	188,1
−90	0,379	0,632	920,06	1582,2	1,087	13,59	152,16	138,57	0,6150	1,3718	0,7568	183,1
−95	0,236	0,629	1442,4	1588,9	0,693	12,23	151,42	139,19	0,6074	1,3889	0,7815	178,1
−100	0,142	0,627	2336,1	1595,2	0,428	10,88	150,65	139,77	0,5996	1,4070	0,8074	173,1

13*

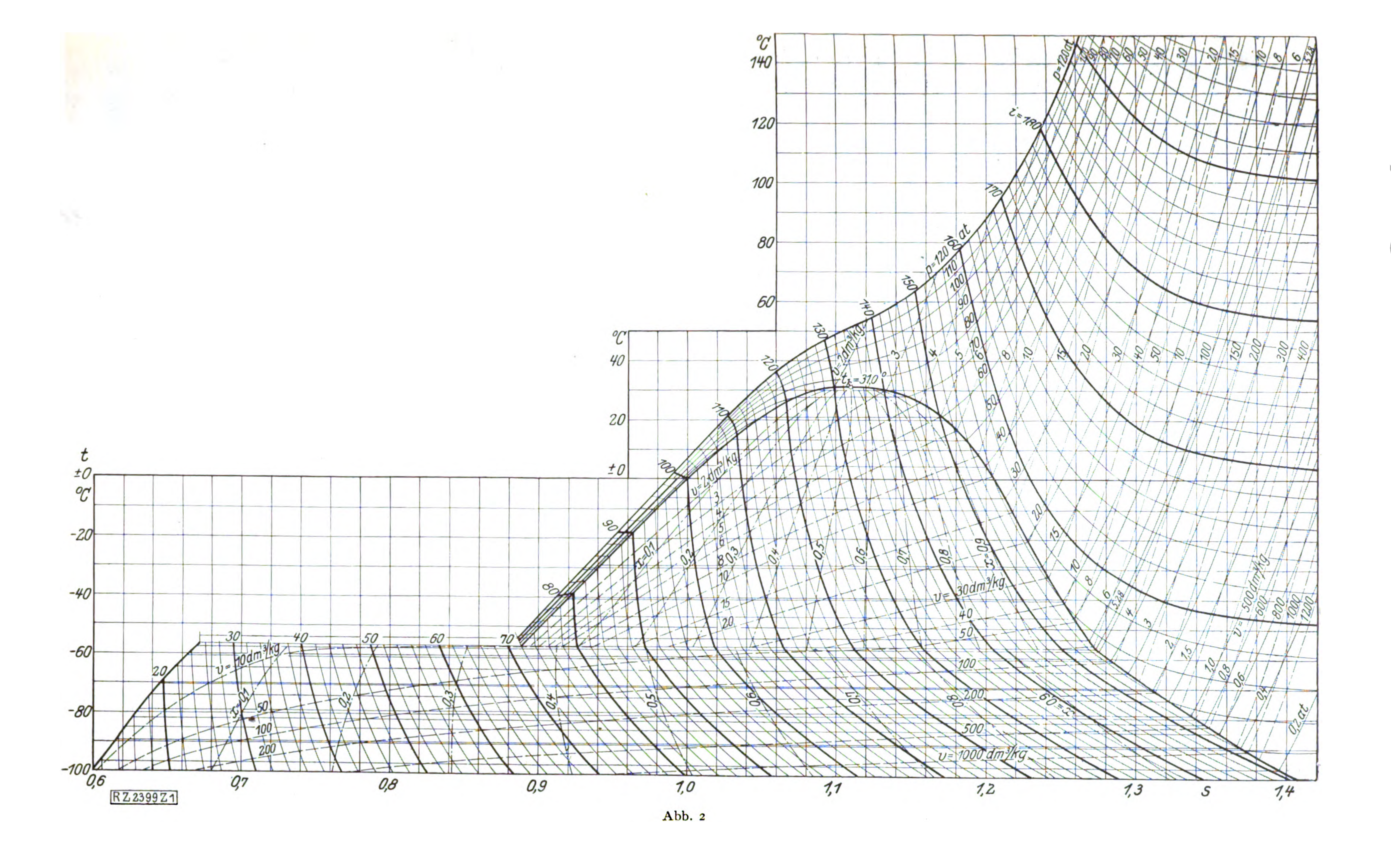

t
°C
s
$v = 10\,dm^3/kg$
$v = 2\,dm^3/kg$
$v = 30\,dm^3/kg$
$v = 500\,dm^3/kg$
$v = 1000\,dm^3/kg$
$x = 0,1$
$x = 0,9$
$t_k = 31,0°$
$p = 120\,at$
$i = 180$
0,2 at
RZ 2399 Z 1

Abb. 2

die Isochoren, die Isenthalben und die Kurven gleicher spezifischer Dampfmenge eingetragen. Das neue T/s-Diagramm weicht von den älteren Diagrammen von Langen und besonders von Eichelberg nicht unerheblich ab. Es ermöglicht eine bequeme Berechnung von Kohlensäurekältemaschinen, auch bei den tiefsten Verdampfungstemperaturen und läßt die Grenzwerte für Anlagen zur Herstellung fester Kohlensäure erkennen.

8. Zusammenfassung

Das gesamte vorliegende Versuchsmaterial über das thermische Verhalten der Kohlensäure wurde nach thermodynamischen Gesichtspunkten geordnet und zur Aufstellung neuer Dampftabellen und Diagramme benutzt, die von den zurzeit in Gebrauch befindlichen nicht unerheblich abweichen.

(Eingegangen am 4. Februar 1929)

Untersuchungen zur Farbenlehre III

Von A. Klughardt

(Mitteilung aus der Wissenschaftlichen Abteilung der Deutschen Werkstelle für Farbkunde, Dresden-N.)

Inhalt: Es wird ein früher gemachter Vorschlag, der sich auf Bezeichnung von Farbtönen bezieht, mit anderer Begründung wiederholt. Ein weiterer Vorschlag wird bezüglich der Sättigungsbegriffe gemacht.

In der Zeitschrift für Technische Physik habe ich, zunächst auszugsweise [**8** (1927), 183] und dann ausführlich [**8** (1927), 299ff.], die Ableitung eines Farbtonkreises beschrieben. Sie baut sich auf den Grundreizkurven von König und Dieterici auf. Inwieweit die zahlenmäßigen Grundlagen für die von mir (a. a. O.) dort und in nachstehender Tabelle angegebenen Werte als genügend genau gelten dürfen, soll und kann hier nicht erörtert werden, zumal da die Grundreizkurven von verschiedenen Seiten in letzter Zeit erneut, jedoch immer mit nicht unerheblichen Abweichungen angegeben worden sind. Hier sind im allgemeinen die von Kohlrausch[1]) mitgeteilten Werte verwendet worden.

In den zitierten Arbeiten ist ausgeführt, wie man aus den irgendwie ermittelten Grundreizbeträgen einer farbigen Erscheinung eine für den betreffenden Farbton charakteristische Zahl errechnet. Diese Zahl wird „Farbstich" genannt und ist innerhalb des Buntwertes der anteilige Überschuß der einen der beiden größeren Grundreizmengen gegenüber der anderen der beiden größeren. Es wurde willkürlich festgesetzt, daß die Abschnitte zwischen zwei Grundreizfarben in acht Teile zerlegt werden, so daß dem ganzen „Kreis" 24 Teile zukommen. Als weitere Festsetzung wurde je einer der beiden für jeden Farbton sich ergebenden Farbstichkoeffizienten, der dem anderen stets gleich und entgegengesetzt ist, weggelassen und dem Grundreiz-Rot die Farbton-Nummer 1, dem Grundreiz-Grün die Nummer 9 und dem Grundreiz-Blau die Nummer 17 zugeteilt. Bezeichnet man die Grundreizbeträge einer farbigen Erscheinung mit $\mathfrak{R}$, $\mathfrak{G}$ und $\mathfrak{B}$, so ergeben sich folgende Formeln:

$$\left.\begin{array}{l} \varrho = \dfrac{\mathfrak{R} - \mathfrak{G}}{\mathfrak{R} + \mathfrak{G} - 2\mathfrak{B}}, \quad \beta = \dfrac{\mathfrak{B} - \mathfrak{G}}{\mathfrak{B} + \mathfrak{G} - 2\mathfrak{R}}, \\ \qquad \beta' = \dfrac{\mathfrak{B} - \mathfrak{R}}{\mathfrak{B} + \mathfrak{R} - 2\mathfrak{G}}; \end{array}\right\} \qquad (1)$$

$$\varrho = \frac{5-n}{4}, \quad \beta = \frac{n-13}{4}, \quad \beta' = \frac{21-n}{4}; \qquad (2)$$

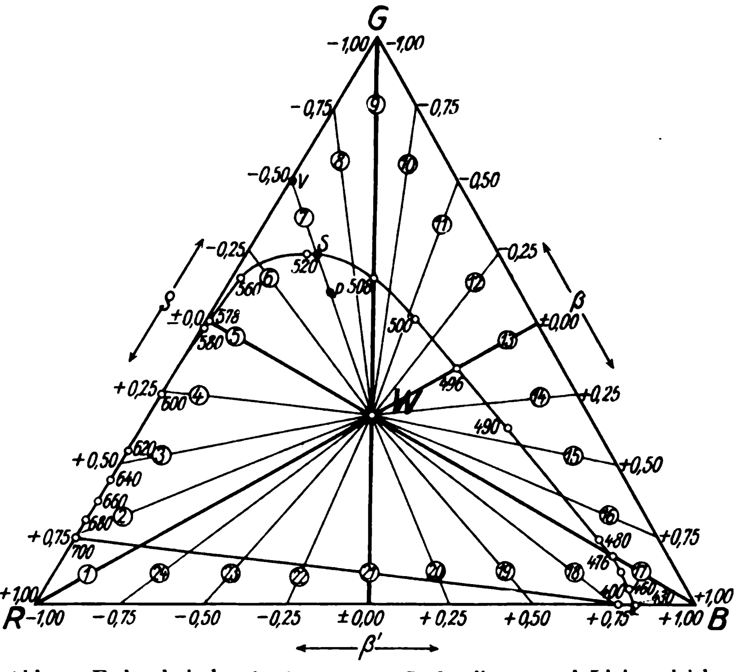


Abb. 1. Farbendreieck mit eingetragener Spektralkurve und Linien gleichen Farbtones. Die in Kreise geschriebenen Zahlen geben die „physikalische Farbton-Nummer" an. Außerhalb des Dreiecks stehen die zugehörigen „Farbstiche". Die Reizsättigung einer Farbe, deren Ort im Dreieck der Punkt P ist, wird dargestellt durch das Verhältnis $PW : VW$, die Farbkraft dagegen durch $PW : SW$

---

[1]) K. W. F. Kohlrausch, Physikal. Zeitschr. **21** (1920), 396—403, 423—426, 473—477. Die Kurven von Ives, die jetzt sehr häufig verwendet werden, habe ich nicht übernommen, da sie mir an verschiedenen Stellen (z. B. $\lambda = 4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm, wo $r = 0$ wird) dem Experiment zu widersprechen scheinen.

$$\left. \begin{array}{l} |n|_1^9 = 5 - 4\varrho, \quad |n|_9^{17} = 13 + 4\beta, \\ \quad |n|_{17}^{1} = 21 - 4\beta'. \end{array} \right\} \quad (3)$$

ϱ, β, β' = Farbstich; n = Urkreis-Nummer.

Mittels dieser Formeln lassen sich bei gegebenen Grundreizbeträgen Farbstich und damit Farbton jederzeit angeben. Es erhebt sich nur noch die Frage nach der Zweckmäßigkeit eines solchen Verfahrens. In der angegebenen Arbeit von mir ist zu lesen, daß diese Methode einen gleichabständigen Farbtonkreis ergeben solle. Dies ist jedoch, wie eine genaue Ausfärbung des Kreises in Gelatinefiltern gezeigt hat, durchaus nicht der Fall. Vielmehr befinden sich in dem so gebildeten Farbtonkreis viel zu viel grüne und rote Töne, während das reine Gelb und das reine Blau völlig isoliert stehen. Es hat sich also herausgestellt, daß eine psychologische Gleichabständigkeit von ganz anderen Faktoren abhängt. Die Arbeiten hierüber sind in vollem Gange, es soll hier nur festgestellt werden, daß die Erwartungen, die an diese Farbtonordnung geknüpft worden sind, nicht in Erfüllung gegangen sind.

Dagegen hat sich gezeigt, daß dieses System der Farbtonbezeichnung dem bisher in der Wissenschaft üblichen, nämlich der Angabe der farbtongleichen Spektrallinie, überlegen ist in doppelter Hinsicht. Erstens ist zur Angabe des Farbtons kein Interpolieren zwischen den Angaben einer Tafel oder eine graphische Bestimmung der farbtongleichen Spektrallinie nötig, und zweitens ist die spektrale Lücke einwandfrei überbrückt. Der Übelstand, daß ein jeder etwas andere Grundreizkurven verwertet, ist in beiden Systemen vorhanden, ist also kein Mangel des vorgeschlagenen gegenüber dem anderen.

In diesem Zusammenhange sei noch kurz etwas über den Begriff „Sättigung" gesagt. Die einen definieren sie im Helmholtz-Graßmannschen Sinne als den Anteil an monochromatischer Strahlung in einer farbigen Erscheinung. Die anderen aber ziehen die Exnersche Definition vor, die bekanntlich dargestellt wird durch die Gleichung

$$\sum = \frac{\mathfrak{R} + \mathfrak{G} + \mathfrak{B} - 3k}{\mathfrak{R} + \mathfrak{G} + \mathfrak{B}}, \quad (4)$$

worin $\mathfrak{R}$, $\mathfrak{G}$ und $\mathfrak{B}$ die Grundreizmengen und k allgemein die kleinste derselben sind.

Beide Begriffe verhalten sich in gewisser Hinsicht ähnlich zueinander wie Farbtonangabe nach Wellenlänge und nach Urkreisnummer, wie ich es genannt habe. Die Helmholtz-Graßmannsche Methode ist zwar psychologisch richtig, jedoch benötigt man zur Angabe der Sättigung nach dieser Methode wiederum eine Tabelle, die die für den betreffenden Farbton jeweils maximal erreichbare Sättigung angibt. Bei Angabe der Exnerschen Sättigung trifft man zwar nicht den tatsächlichen Eindruck, aber diese Sättigungszahl läßt sich, wie Gleichung (4) zeigt, wiederum allein aus den Grundreizmengen angeben. In Abb. 1 ist leicht ersichtlich, welcher Unterschied zwischen Exnerscher und Helmholtz-Sättigung besteht: wenn P der Ort einer Farbe ist, so ist die Exnersche oder, wie ich hiermit vorschlage, die Reizsättigung gegeben durch das Verhältnis $PW : VW$, während die Helmholtz-Graßmannsche oder Empfindungssättigung oder noch besser Farbkraft gegeben ist durch $PW : SW$.

Ebenso wie den psychologisch gleichabständigen Farbtonkreis sollte man die Farbkraft (= Empfindungssättigung) nur dort zur Charakteristik der Farben verwenden, wo es besonderen Vorteil bringt. In der rein physikalisch-physiologischen Betrachtungsweise der Farben ist die Angabe der physikalischen Farbton-Nummer (Urkreis-Nummer)

Wellenlänge cm	Urkreis-Nummer	Wellenlänge cm	Urkreis-Nummer
$3,90 \cdot 10^{-5}$	18,14	$5,50 \cdot 10^{-5}$	5,84
3,97	18,00	5,60	5,64
4,00	17,96	5,65	5,50
4,10	17,84	5,70	5,31
4,20	17,75	5,78	5,00
4,30	17,74	5,80	4,93
4,40	17,73	5,89	4,50
4,50	17,69	5,90	4,47
4,60	17,54	6,00	4,00
4,61	17,50	6,10	3,55
4,70	17,28	6,11	3,50
4,76	17,00	6,20	3,13
4,80	16,69	6,23	3,00
4,81	16,50	6,30	2,80
4,85	16,00	6,40	2,62
4,87	15,50	6,50	2,58
4,89	15,00	6,55	2,50
4,90	14,68	6,60	2,44
4,92	14,50	6,70	2,36
4,93	14,00	6,80	2,28
4,95	13,50	6,90	2,20
4,96	13,00	7,00	2,12
4,98	12,50		
4,99	12,00	K 4,95 [2])	2,00
5,00	11,70	K 4,955	1,50
5,01	11,50	K 4,96	1,00
5,02	11,00	K 4,97	24,50
5,05	10,50	K 4,98	24,00
5,07	9,50	K 4,982	23,50
5,08	9,00	K 4,985	23,00
5,09	8,50	K 5,00	22,50
5,10	8,36	K 5,015	22,00
5,12	8,00	K 5,05	21,50
5,14	7,50	K 5,08	21,00
5,18	7,00	K 5,14	20,50
5,20	6,80	K 5,21	20,00
5,22	6,50	K 5,30	19,50
5,30	6,18	K 5,52	19,00
5,40	6,11	K 5,65	18,50
5,44	6,00		

[2]) Lies: komplementär zu Wellenlänge $4,95 \cdot 10^{-5}$ cm.

und der Reizsättigung wohl durchaus genügend und daher der Einfachheit halber der anderen Methode vorzuziehen.

In der vorstehenden Tabelle ist die Zuordnung von Wellenlänge und Urkreis-Nummer zueinander wiedergegeben.

(Eingegangen 10. Januar 1929)

Über eine neue selbstregistrierende Apparatur zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper

Von Willi M. Cohn, Berlin-Dahlem

Inhalt: Um das Ausdehnungsverhalten fester Körper mit wachsender Temperatur verfolgen zu können, ist unter Benutzung einer von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt entwickelten Apparatur ein Verfahren ausgebildet worden, welches die Ausdehnungsdifferenz zwischen dem zu untersuchenden Material und einem Vergleichskörper aus Quarzglas unmittelbar in Abhängigkeit von der Temperatur photographisch registriert. Auf diese Weise ist es möglich, auch geringe Effekte in den Ausdehnungskurven, die sich leicht der visuellen Beobachtung entziehen, zu erkennen. Beispiele für aufgenommene Kurven werden gebracht.

1. Einleitung

Alle festen Körper erleiden bei der Erwärmung eine Ausdehnung oder Zusammenziehung. Der lineare Ausdehnungskoeffizient gibt an, um welchen Betrag die Längeneinheit bei 1° C Temperaturerhöhung zunimmt; der kubische Ausdehnungskoeffizient gibt die Änderung der Volumeneinheit pro 1° C an und kann in den meisten Fällen gleich dem dreifachen Wert des linearen Ausdehnungskoeffizienten gesetzt werden. Zur Bestimmung der Größe des linearen Ausdehnungskoeffizienten wird die Längenänderung des betreffenden Materials innerhalb eines Temperaturintervalls gemessen und hieraus der lineare Ausdehnungskoeffizient berechnet.

Direkte Verfahren erlauben die unmittelbare Messung der Ausdehnung mit der Temperatur an dem Probekörper selbst; bei den indirekten Verfahren erfolgt die Messung durch Vergleich mit einem zweiten Körper, dessen Verhalten bei der Erwärmung genau bekannt ist oder in ähnlicher Weise; bei den röntgenographischen Verfahren endlich wird der lineare Ausdehnungskoeffizient aus der Verschiebung korrespondierender Gleitwinkel mit der Temperatur ermittelt; diese Methoden und einige Ergebnisse sind kürzlich vom Verfasser[1]) zusammengestellt worden.

[1]) W. M. Cohn, Über Wärmeleitfähigkeit, Wärmeausdehnung, spezifische Wärme und einige andere thermische Eigenschaften von Mineralien und keramischen Massen. Ber. D. Keram. Ges. **9** (1928), 239—299.

2. Apparatur der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt für Ausdehnungsmessungen

In der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt wurde von Leman und Werner[2]), sowie von Werner[3]) eine Apparatur entwickelt, welche nach der Vergleichsmethode die Wärmeausdehnung fester Körper zu untersuchen gestattet. Sie ist von Braun[4]) in einer neueren Ausführungsform der Firma Zeiss-Ikon (Goerz) beschrieben worden, die in Abb. 1 dargestellt ist.

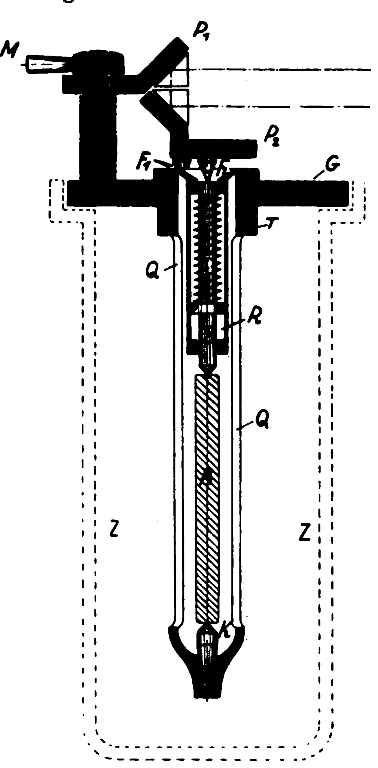


Abb. 1. Apparatur zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper

A = Probekörper
Q = Quarzbügel mit Quarzspitze K
S = Quarzhebel
R = Führungshülse dazu
P_1 = festes Prisma
P_2 = bewegliches Prisma
F_1, F_2 = Stützen für das bewegliche Prisma
G = Tischplatte
T = Haltemutter für Q
M = Mutter für P_1
Z = Erhitzungsgefäß

Die Apparatur beruht auf dem Vergleich eines Körpers aus Quarzgut, dessen Ausdehnung bei der Erwärmung durch direkte Messungen ermittelt

[2]) A. Leman und A. Werner, Apparat zur Bestimmung thermischer Ausdehnungskoeffizienten bei höheren Temperaturen. Zeitschr. f. Instrumentenkde. **33** (1913), 65—75.

[3]) A. Werner, Thermische Ausdehnung von weichem und gehärtetem Stahl. Zeitschr. f. Instrumentenkde. **44** (1924), 315—320.

[4]) E. Braun, Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper. Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 505—508.

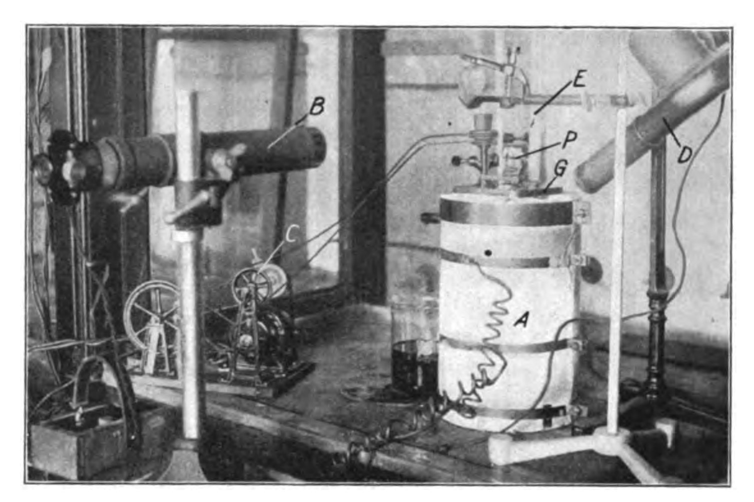


Abb. 2. Gesamtanordnung der Ausdehnungsapparatur für visuelle Messungen

A = Thermostat (Ölbad)
P = festes und bewegliches Prisma
G = Tischplatte (Abb. 1)
B = Autokollimationsablesefernrohr
C = Rührwerksantrieb
D = Gebläse
E = Thermometer mit Fadenkorrektionsthermometer

ist, mit dem zu untersuchenden Material: Der zu untersuchende Probekörper A ist zwischen der Spitze K des Quarzbügels Q gelagert und dem Quarzhebel S, der mit einer Feder gegen ihn gepreßt wird. Die Differenz der Wärmeausdehnung von A und einem gleich langen Stück von Q wird durch S auf das beweglich angeordnete Prisma P_2 übertragen, welches sich gegenüber einem festen Prisma P_1 befindet.

Ein auf die Prismen auffallendes achsenparalleles Lichtbündel wird dadurch in zwei Lichtbündel zerlegt, daß an jedem Prisma eine Reflexion zu dem anderen Prisma hin erfolgt, folglich aus jedem Prisma ein gesondertes Lichtbündel austritt. Wird nun bei Erwärmung der Versuchs- und Vergleichskörper das Prisma P_2 verkantet, so werden die austretenden parallelstrahligen Teilbündel gegen die Achse symmetrisch geneigt; die stattfindende Ablenkung wird durch Skala und Fernrohr oder durch ein Autokollimationsfernrohr nach Gehlhoff[5]) bestimmt. Hieraus kann der Betrag der Ausdehnung berechnet werden unter Verwendung der Formel

$$\Delta l = \frac{r}{4F}(e_1 - e_2) + \Delta l_0 ,$$

in der r den Hebelarm des beweglichen Prismenhalters P_2, F die Brennweite des Autokollimationsfernrohres, e_1 und e_2 den Abstand der beiden Marken im Fernrohr bei den Temperaturen t_1 und t_2 und Δl_0 die Ausdehnung eines Quarzstabes gleicher Länge wie der Probekörper bedeuten.

Abb. 2 zeigt die Gesamtanordnung der Apparatur bei Verwendung eines Ölbades für Temperaturen bis zu etwa 200° C und eines Autokollimationsfernrohres. — Die Genauigkeit der Methode beträgt ± 0,5 %.

3. Selbstregistrierende Apparatur

Die beschriebene Ausdehnungsapparatur wurde nun für photographische Selbstregistrierung eingerichtet und für Messungen bei höheren Temperaturen verwendet als bisher. Das einfallende Lichtbündel, das wieder durch die beiden Prismen in zwei Teilbündel zerlegt wird, wird jetzt unter Verwendung eines optischen Systems gegen ein Spiegelgalvanometer gelenkt, welches die Temperatur der Versuchs- und Vergleichskörper mit Hilfe von Thermoelementen angibt; von dort aus erreicht es eine photographische Kamera. Durch die Verkantung des beweglichen Prismas (vgl. oben) wird die Ausdehnungsdifferenz festgehalten, durch die Stellung des Spiegelgalvanometers die Höhe der Temperatur für jeden Ausdehnungswert.

Abb. 3 zeigt schematisch den Strahlengang und Abb. 4 einen Grundriß der Anordnung. a ist ein Kollimator mit Lampe und Lochblende von 0,1 mm Durchmesser, b sind die Prismen. Von b aus werden die beiden Lichtbündel durch ein teleskopisches System c auf das Spiegelgalvanometer d gelenkt. Im gemeinsamen Brennpunkt der vorderen und hinteren Linsen des Systems c, welche als Objektiv und Okular wirken, befindet sich eine dritte, als Kollektiv wirkende Linse, die in Verbindung mit den beiden anderen Linsen die Pris-

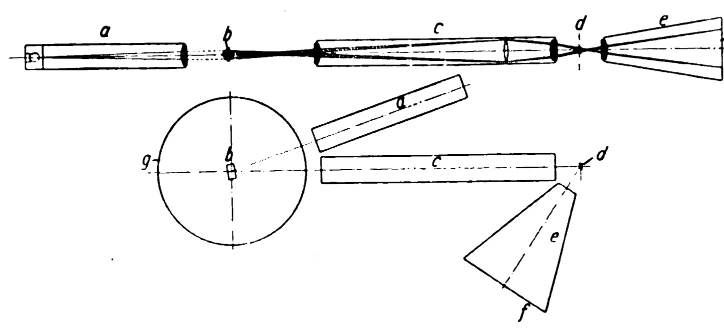


Abb. 3 und 4. Strahlengang der selbstregistrierenden Apparatur und Grundriß der Anordnung

a = Kollimator
b = Prismen
c = teleskopisches System
d = Spiegelgalvanometer
e = Photographische Kamera
f = Kassette
g = Ofen

[5]) G. Gehlhoff, Das Autokollimationsablesefernrohr. Zeitsch. f. techn. Phys. 3 (1922), 225—228.



men *b* auf dem Spiegel des Galvanometers *d* verkleinert scharf abbildet, so daß in jeder Stellung der Spiegel vom Licht getroffen wird.

Die Prismen des Ausdehnungsapparates bilden hierbei die Eintrittspupille des teleskopischen Systems; in der hierdurch bestimmten Austrittspupille, in der sich also alle Hauptstrahlen kreuzen, muß dann der Galvanometerspiegel stehen. Das System *c* hat somit den Zweck,

1. den Winkel der beiden Lichtbündel in gewünschter Weise zu vergrößern (in der vorliegenden Anordnung vierfach),
2. die Prismen im gleichen Verhältnis — hier also vierfach — verkleinert auf dem Spiegel des Galvanometers abzubilden und
3. telezentrischen Strahlengang der ein- und ausfallenden Lichtbündel zu erreichen.

Die am Galvanometerspiegel reflektierten Lichtbündel gelangen in eine photographische Kamera *e*, so daß in der Plattenebene *f* eine scharfe Abbildung der Lochblende des Kollimators — und zwar durch Vermittlung jedes der beiden Teilbündel — zustande kommt. Die Stellung des Galvanometers gegenüber dem optischen System *c* und der Kamera ist Abb. 4 zu entnehmen.

Infolge des parallelen Strahlenganges ist die Messung unabhängig vom Abstand des Kollimators von den Prismen. Auch zwischen System *c*, Galvanometer *d* und Kamera *e* ist paralleler Strahlengang vorgesehen, doch sind hier die Abstände durch die Forderung der Abbildung der Prismen auf dem Galvanometerspiegel festgelegt.

Die einzelnen Teile der Apparatur sind mit Grob- und Feineinstellung zur Zentrierung versehen, die besonders sorgfältig für das System *c* ausgebildet sind. — Als Spiegelgalvanometer ist ein Mollsches Instrument mit permanentem Magneten gewählt, welches kurze Einstelldauer und folgende Empfindlichkeit besitzt: 1 Mikrovolt ergibt einen Ausschlag von 1 mm auf einer Skala in 1 m Entfernung. Die Temperaturmessung von Versuchs- und Vergleichskörper findet je nach Länge der Probekörper (nutzbare Länge 50 bzw. 75 bzw. 100 mm) mit zwei oder drei Thermoelementen statt, um über die ganze Meßlänge das Mittel zu bilden. — Die Plattengröße der Kamera beträgt 13 × 18 cm. — Die Teile der Apparatur sind auf einem gemeinsamen Grundbrett befestigt, welches auf drei Punkten gelagert ist und sich neben dem Ofen (auf dem gleichen Tisch wie dieser) befindet. Abb. 5 zeigt die Gesamtanordnung der Apparatur.

Findet nun infolge der Wärmeausdehnung von Versuchs- und Vergleichskörper bei Erhöhung der Temperatur eine Verkantung in der gegenseitigen Stellung der beiden Prismen statt, so bewegen sich die beiden Bilder auf der Platte in der Vertikalen; gleichzeitig findet eine Drehung des Spiegels des Galvanometers um seine vertikale Achse statt, so daß sich die Bildpunkte senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 3 bewegen. Die entstehenden Kurven ergeben daher direkt den Betrag der Ausdehnung in Abhängigkeit von der Temperatur. — Die Eichung

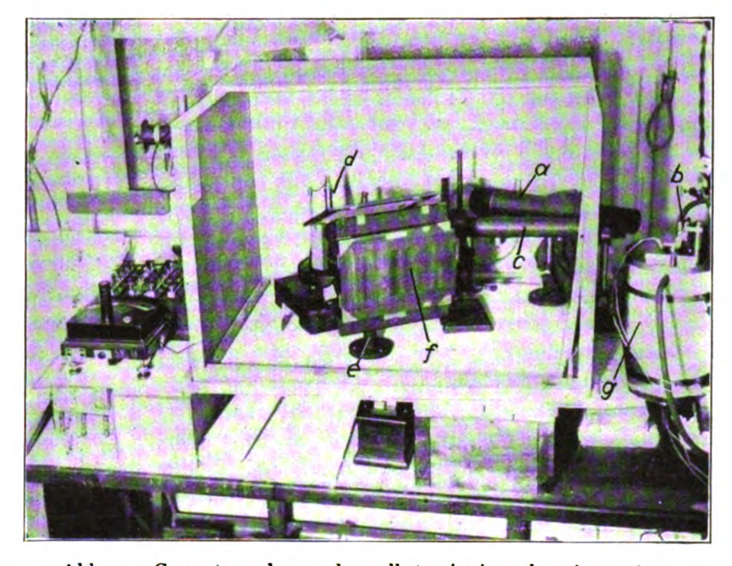


Abb. 5. Gesamtanordnung der selbstregistrierenden Apparatur
a = Kollimator
b = Prismen
c = teleskopisches System
d = Spiegelgalvanometer
e = Photographische Kamera
f = Kassette
g = Ofen (mit Kühlplatte)

der Ausdehnungsachse geschieht mit Hilfe des Autokollimationsfernrohres, die der Temperaturachse durch Eichung des Spiegelgalvanometers in bekannter Weise. Die Ausdehnung kann daher für jede Temperatur mit Hilfe der oben gegebenen Formel bestimmt werden.

Auf diese Weise ist es möglich, das Ausdehnungsverhalten der Probekörper während des ganzen Erhitzungsverlaufes zu kontrollieren, insbesondere Umwandlungspunkte und dgl. genau zu untersuchen und selbst geringe Effekte, die sich der visuellen Beobachtung leicht entziehen, zu erkennen. — Während bei der visuellen Beobachtung jede Messung den Beobachter einen ganzen Tag etwa in Anspruch nimmt, ist jetzt die Durchführung der Versuche derart vereinfacht, daß bei der Aufnahme von Erhitzungskurven nur eine zeitweilige Kontrolle des Ofenganges erforderlich ist, während die Aufnahme

von Abkühlungskurven ohne besondere Überwachung der Apparatur — z. B. in der Nacht — erfolgen kann.

4. Temperaturgrenzen

Für Untersuchungen bis zu etwa 200° C wird ein Ölbad verwendet, für höhere Temperaturen ein elektrischer Ofen. Während jedoch die Apparatur in der Ausführung von Zeiss-Ikon nur bis zu Temperaturen von 570° C benutzt wurde, konnten wir durch einige Maßnahmen bis zu Temperaturen über 800° C gelangen: Für diese Untersuchungen ist ein elektrischer Ofen entwickelt worden, der — zum Teil mit Hilfe von Zusatzwicklungen — eine Zone konstanter und maximaler Temperatur auf der ganzen Länge der Versuchskörper — und nur dort — besitzt (Abb. 1); im oberen Teil des Ofens findet ein starker Temperaturabfall statt, so daß die Federn usw. der Apparatur nur verhältnismäßig wenig erwärmt werden. Außerdem ist am oberen Ende des Ofens ein Wassermantel angeordnet, der den Prismentisch usw. derart schützt, daß er selbst bei längerer Erhitzung der Vergleichs- und Probekörper auf maximale Temperaturen nicht mehr als handwarm wird. Einzelheiten bezüglich des Ofens, der Temperaturregulierung usw. werden an anderer Stelle mitgeteilt werden.

Es soll noch bemerkt werden, daß Teile der ursprünglichen Apparatur, die aus Messing hergestellt waren, für Untersuchungen bei hohen Temperaturen durch Stahlteile ersetzt wurden (teilweise verchromt), z. B. die Führungshülse für den Quarzstab *S* der Abb. 1.

5. Beispiele für Aufnahmen der Wärmeausdehnung mit der neuen Apparatur

Abschließend seien in den Abb. 6 und 7 als Beispiele für das Arbeiten der Apparatur zwei

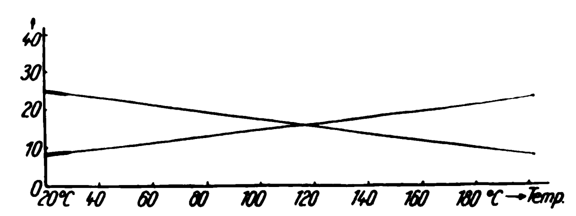


Abb. 6. Ausdehnungsverhalten von vorgebranntem Zirkondioxyd im Temperaturintervall 20—200° C

Aufnahmen wiedergegeben, bei denen die Abszissen Temperaturen und die Ordinaten Differenzen der Ausdehnung von Versuchskörper und Quarzglas darstellen. Die Kurven der Abb. 6 wurden für einen Stab aus hochgebranntem Zirkonoxyd für eine Temperatur bis zu ungefähr 200° C erhalten, die Kurven der Abb. 7 für einen Glasstab — Bleiglas, hier zum erstenmal veröffentlicht — für Temperaturen bis etwa 560° C. Die letztere Kurve zeigt mit steigender Temperatur mehrere Unstetigkeiten, welche durch das Verhalten des Glases bei wachsender Temperatur bedingt sind.

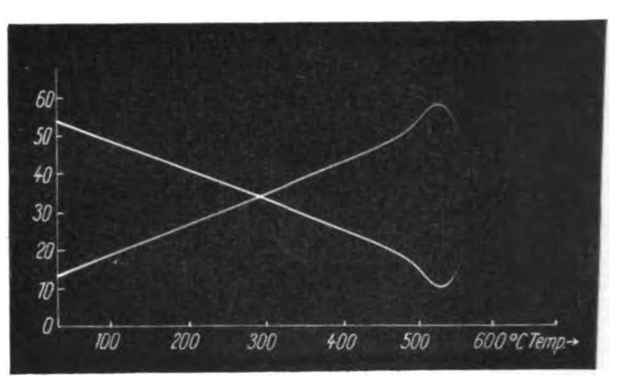


Abb. 7. Ausdehnungsverhalten eines Glasstabes (Bleiglas) im Temperaturintervall 0—560° C

Über die Ergebnisse der Untersuchung zahlreicher Substanzen mit Hilfe der neuen Apparatur bis zu Temperaturen von etwa 800° C wird an anderer Stelle eingehend berichtet werden.

6. Zusammenfassung

Die vorliegende Apparatur erlaubt somit die Aufnahme von Ausdehnungskurven fester Körper in Stabform bis zu Temperaturen über 800° C auf photographischem Wege, so daß auch kleine Effekte, insbesondere Umwandlungspunkte und dergleichen während des Erhitzungsverlaufes erkannt werden können.

Die Untersuchungen wurden mit Hilfe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ausgeführt, die auch die Mittel für die Apparaturen bewilligte; für Überlassung der Arbeitsräume und viele Anregungen bin ich Herrn Professor Dr. W. Eitel und Herrn Professor Dr. F. Weidert zu großem Dank verpflichtet; besonderen Dank schulde ich auch Herrn Dr. J. Flügge, der mich bei Berechnung der optischen Systeme und Justierung der Apparatur weitgehend unterstützt hat.

Kaiser-Wilhelm-Institut für Silikatforschung, Berlin-Dahlem, Dezember 1928.

(Eingegangen am 17. Januar 1929)

Vortragsbericht

Über ungedämpfte elektrische Ultrakurzwellen mit Demonstrationen[1])

Von Karl Kohl, Erlangen

Der Vortrag bringt experimentelle Vorführungen mit ungedämpften elektrischen Wellen von 14 cm Wellenlänge. Die Wellen werden mit einer kleinen Elektronenröhre erzeugt, die als wesentlichstes Element eine kleine Spirale enthält. Diese Spirale wird durch die Elektronenbewegung in der Röhre zu ungedämpften Schwingungen erregt. Die Wellen werden akustisch mit Lautsprecher vermittels Niederfrequenzverstärkung nachgewiesen unter Verwendung eines kleinen linearen Resonators mit Detektor. Zu diesem Zweck wird die ultrafrequente Welle auf der Senderseite tonfrequent moduliert. Leicht lassen sich mit der Apparatur Reflexion, Brechung, Polarisation und Beugung bei dieser Wellenstrahlung nachweisen. Versuche mit Hohlspiegeln auf der Sender- und Empfangsseite zeigen die Überbrückungsmöglichkeit von großen Entfernungen unter Aufwand geringer Energie. Der Röhrenempfang dieser Ultrakurzwellen wird vermittels der Feldrückwirkung auf die eigene Röhre demonstriert. Gezeigt wird ferner die verschiedene Durchlässigkeit verschiedener Substanzen für diese Strahlung; so erweist sich z. B. destilliertes Wasser fast vollkommen undurchlässig, Paraffinöl dagegen als äußerst durchlässig. Zum Schlusse wird auf die praktischen und wissenschaftlichen Auswirkungsmöglichkeiten dieser Ultrakurzwellenstrahlung hingewiesen.

[1]) Auf der Tagung des Gauvereins Niedersachsen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Ortsgruppe Göttingen der Deutschen Gesellschaft für technische Physik in Göttingen am 16. und 17. Februar 1929.

(Eingegangen am 21. Februar 1929)

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Debye, P., Probleme der modernen Physik. VIII, 221 S., 52 Abb. S. Hirzel, Leipzig. 1928. Rm. 18,—, geb. Rm. 19,50.

Jahresbericht VI der Chemisch-Technischen Reichsanstalt 1927. X, 253 S., 93 Abb. i. T. und 3 Taf. Verlag Chemie G. m. b. H., Berlin. 1929. Rm. 15,—.

Keller, M. C., Die quantitative Spektralanalyse u. a. (Abderhalden, Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil II, Heft 9, Lief. 283.) 104 S., 52 Abb. Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien. 1929. Rm. 6,—.

Lecomte, J., Le Spectre Infrarouge. 468 S., 189 Abb. Les Presses Universitaires de France. Paris. 1928. Frs. 80,—.

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten, Sonderheft V, 189 S., 372 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 26,—.

Rothe, R., Höhere Mathematik. Teil II. Teubners mathematische Leitfäden, Band 22. 201 S., 96 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1928. Kart. Rm. 6,40.

Scheibe, G., Photographische Absorptionsspektrophotometrie. (Abderhalden, Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil II, Heft 10, Lief. 284.) 52 S., 51 Abb. Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien. 1929. Rm. 3,—.

Valentiner, S., Physikalische Probleme im Aufbereitungswesen des Bergbaues. (Sammlung Vieweg, Heft 92.) IV, 110 S., 77 Abb. Fr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Rm. 7,—.

Besprechungen

◆Haas, A., **Materiewellen und Quantenmechanik.** Eine Einführung auf Grund der Theorien von de Broglie, Schrödinger, Heisenberg und Dirac. 2., verb. und verm. Aufl. 8°. V, 179 S. Akademische Verlagsges. m. b. H., Leipzig. 1929. Geh. Rm. 7,—, geb. Rm. 8,—.

Die im letzten Jahrg. ds. Zeitschr., S. 198 besprochene erste Auflage dieser elementaren, mit reichlichen Schrifttumnachweisen versehenen Einführung in die neuesten Ergebnisse der in stetem Flusse begriffenen Atommechanik hat mit Recht so viel Anklang gefunden, daß bereits nach ungefähr einem halben Jahre eine empfehlenswerte zweite Auflage erscheinen konnte. Sie ist um rund 20 Seiten vermehrt und bringt mehrere weitere Kapitel über den Ausbau dieses Zweigen der Theoretischen Physik. So wird über die wellenmechanische Behandlung der Wechselwirkung zwischen Atom, Elektron und Licht, die quantenmechanische Resonanz und die umfassende Diracsche Theorie des Elektrons kurz berichtet. R. Swinne.

◆Errulat, F., **Die Methoden der Erdbebenforschung.** (Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Lieferung 266.) 112 S., 45 Abb. und 1 Taf. Urban & Schwarzenberg, Berlin und Wien. 1928. Geh. Rm. 6,—.

Der Verfasser geht von den Beobachtungsinstrumenten aus, zeigt wie man aus den Diagrammen den Weg und die Geschwindigkeit der Erdbebenstrahlen sowie den Herd der Beben bestimmen kann und welche Versuche gemacht worden sind, um die wahre Bodenbewegung aus den seismischen Aufzeichnungen zu ermitteln. Soweit der erste Abschnitt. Der folgende befaßt sich mit den makroseismischen Erscheinungen. Den Schluß bilden Untersuchungen über die Ursache und geographische Verteilung der Erdbeben. Die mikroseismische Bodenunruhe und die experimentelle Seismometrie wird nur gestreift.

In dem ersten Abschnitt, der den größten Teil des Bändchens ausmacht, hat es der Verfasser verstanden, kurz, aber klar und verständlich die Grundlagen der Seismometrie darzustellen. Ich kann das Bändchen allen denen empfehlen, die sich einen kurzen Überblick über die seismologischen Arbeitsmethoden verschaffen wollen.

W. Schneider.

◆AEF, **Verhandlungen des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen** in den Jahren 1907—1927. Herausg. im Auftrag des AEF von J. Wallot. 49 S. J. Springer, Berlin. 1928. Rm. 5,—.

Ein schmales, bescheidenes Bändchen, dem man nicht die unendliche Mühe und Gedankenarbeit ansieht, die geleistet werden mußte, ehe es entstehen konnte! Der AEF gibt in ihm wieder einmal Rechenschaft über das, was er bisher geleistet hat, um was er zurzeit noch ringt und was ihm zu tuen übrig bleibt. Daß man des Respektes vor historisch gewordenem nicht ganz entraten kann und ein unendlich feines Fingerspitzengefuhl für das Denken sowohl des Wissenschaftlers wie des Technikers haben muß, will man mit neuen Vorschlägen, deren Rechtfertigung und Sinn allein in ihrer allgemeinen Annahme liegen, wirklich durchdringen, fühlt auch der Außenstehende; wie oft aber ein in hartem Ringen erarbeitetes Zurückgehen auf die

letzten Grundlagen einer Disziplin, ein mit messerscharfen Mitteln der Logik vorwärtsgetriebenes Eindringen in oft noch heiß umstrittene Gebiete der Definitionen und der Erkenntnistheorie nötig ist, werden wohl nur die ganz ermessen können, denen der Ausschuß tätige Mitarbeit verdankt. Ein nach dieser Seite besonders erwähnenswerter Beitrag ist der Entwurf Nr. 30 aus dem Arbeitsgebiet des Herausgebers selbst über die „Schreibweise physikalischer Gleichungen". In diesem Zusammenhang wäre auch eine mehr oder weniger diktatorische Lösung des Maßsystemproblems wünschenswert. Aber schon heute haben wir alle Ursache, den Mitgliedern des AEF für ihre selbstlose Arbeit zum Nutzen der Allgemeinheit Dank zu wissen und nicht zuletzt dem Herausgeber für die Mühe, uns einen zusammenfassenden Einblick in die Tätigkeit des AEF gegeben zu haben. O. v. Auwers.

◆Frenkel, J., **Lehrbuch der Elektrodynamik.** II. Band. Makroskopische Elektrodynamik der materiellen Körper. XII, 505 S., 50 Abb. i. T. J. Springer, Berlin. 1928. Geh. Rm. 45,—, geb. Rm. 46,20.

Während im ersten Bande des Werkes die „Punktmechanik" der Elektrizität behandelt worden ist, werden die hiermit gewonnenen Grundlagen in dem jetzt vorliegenden zweiten Bande auf die Untersuchungen materieller Körper angewendet. Nach allgemeinen Überlegungen über das Verfahren zur Mittelbildung, d. h. zum Ausglätten der mikroskopischen Inhomogenitäten, werden die Differentialgleichungen des makroskopischen Feldes abgeleitet. Hierbei wird eine Trennung der Beiträge der gebundenen und der freien Elektronen vorgenommen, was in der Ausdehnung auf die quadratischen Größen (Energie, Strahlung, Spannungen) zu interessanten Resultaten führt. Nach einer sehr eingehenden Behandlung dieser quadratischen Größen werden auch die Beziehungen der Elektrodynamik zur Thermodynamik und Elastizitätstheorie besprochen, die sich z. B. bei der Theorie der elektrischen und magnetischen Polarisationserscheinungen, bei der Theorie der elektromagnetischen Strahlungsvorgänge, bzw. bei der Theorie der Elektro- und Magnetostriktion ergeben. Das nächste Kapitel ist der „quasimikroskopischen" Theorie der elektromagnetischen Eigenschaften der materiellen Körper gewidmet. Bei dieser Darlegung der neueren Theorien der elektrischen und magnetischen Suszeptibilität, der optischen Aktivität, der Dispersion und Absorption, des Widerstandes und der elektrolytischen Polarisation wirkt die Konsequenz, mit der der Verfasser der gewählten „ahistorischen" Darstellungsart treu bleibt, manchmal etwas störend. Man möchte bei diesen Dingen, die zum Teil doch noch im Fluß sind, ausreichende Hinweise auf die maßgebende Originalliteratur ungern entbehren.

Im zweiten Abschnitt des Bandes, der im wesentlichen von den elektromagnetischen Schwingungen handelt, ist im Gegensatz zu dem sonst üblichen Verfahren eine mehr deduktive Methode angewandt worden, indem nämlich zuerst die allgemeine und exakte Theorie der Schwingungsvorgänge gebracht wird und hieraus erst die einfacheren Vorgänge, wie quasistationäre Schwingungen und rein statische Erscheinungen abgeleitet werden, ein Verfahren, das methodisch und pädagogisch manche Vorzüge hat. Ein Anhang: Mathematische Ergänzungen, der die Verwendung krummliniger Koordinaten und die Entwicklung nach Eigenfunktionen behandelt, schließt den Band ab.

Das Buch ist als Lehrbuch bezeichnet und erfüllt seine Aufgabe als solches auch sicher in hervorragender Weise. Die ganze Fülle des bisher gewonnenen Wissens auf diesem Gebiet ist unter großen und klaren leitenden Gesichtspunkten in mustergültiger Weise dargestellt. Auch manches Neue ist zu finden und vieles in neuartiger interessanter Behandlung. Für den dritten Teil des Lehrbuchs (mikroskopische Elektrodynamik von Atomen und Molekeln) kann man dem Verfasser nur Glück und baldiges Gelingen wünschen. H. Backhaus.

◆Voigt, W., **Lehrbuch der Kristallphysik.** (Mit Ausschluß der Kristalloptik.) Mathematische Wissenschaften. Bd. XXXIV. VIII, 978 S., 213 Abb. u. 1 Tafel. B. G. Teubner, Leipzig. 1928. Geb. Rm. 41,—.

Von dem bekannten und — wie man ohne Übertreibung sagen kann — berühmten Buche Woldemar Voigts ist ein Nachdruck der ersten Auflage erschienen. Über den Inhalt des Buches sei zur Orientierung von Fernerstehenden bemerkt, daß es die theoretische Behandlung aller Erscheinungen enthält, die an der homogenen, anisotropen festen Materie phänomenologisch wahrzunehmen sind, also: Elastizität, Pyroelektrizität, Piezoelektrizität u. a. m., alles in vektorieller bzw. tensorieller Methodik. Nicht mit aufgenommen ist die Kristalloptik, für welche ja das bekannte Buch von Pockels existiert. — Warum ein Nachdruck und keine Neuauflage herausgegeben wurde, begründet ein Begleitwort aus der Feder M. v. Laues, welcher im wesentlichen der Meinung Ausdruck gibt, daß Voigts Buch trotz seiner rein phänomenologischen Methode auch in der heutigen Zeit, in welcher die molekulare und Diskontinuums-Betrachtungsweise die Kristallphysik beherrschen, nichts an Wert eingebüßt hat. Auch hätten Umarbeitungen, die sich etwa auf die Modernisierung der Voigtschen Tensorbehandlung erstreckt hätten, wohl einen Umfang annehmen müssen, daß ein völlig neues Buch entstanden wäre. Ein einfacher Nachdruck war dem vorzuziehen. — Die einzige Hinzufügung besteht in dem anhangweisen Abdruck einer Veröffentlichung von Voigt aus den Ann. d. Phys. vom Jahre 1915: Über sekundäre Wirkungen bei piezoelektrischen Vorgängen. K. Herrmann.

◆Stark, J., **Atomstruktur und Atombindung.** 8°. XX, 198 S., 15 Abb. i. T. und 1 Taf. A. Seydel, Berlin. 1928. Rm. 9,—.

Die Anschauungen der meisten Physiker stimmen mit der Entwicklungstendenz der modernen Atomtheorie so weit überein, daß ein Bedürfnis, neue Wege der Atomvorstellung zu suchen, geleugnet werden kann. Auftretende Schwierigkeiten haben sich auf dem verfolgten Wege noch immer durch Verfeinerung des Ausbaus der Theorie von Bohr, wie sie von Sommerfeld, Heisenberg, Schrödinger u. a. gegeben wurde, überwinden lassen und wo noch Rätsel genug übrig geblieben sind, darf man hoffen, auch sie durch Vertiefung der Anschauung oder der analytischen Methoden zu überwinden, ohne allzusehr in das Gestrüpp der ad hoc-Hypothesen zu geraten. Anders liegen die Dinge für die andere Hälfte der Naturwissenschaftler, die Chemiker. An ihnen, vor allem den Organikern, ist die Atomtheorie mit ihren umlaufenden Elektronen mehr oder weniger wirkungslos vorübergegangen und die Zahl derer, die für ihre Konstitutionsforschungen die Erfolge der Bohrschen Theorie heranziehen, ist gering. So haben sich die Wege (um nicht zu sagen die Welten) der Physik und Chemie in den letzten 20 Jahren mit der triumphierenden Entwicklung der physikalischen Atomtheorie mehr und mehr getrennt. Ansätze, über die jährlich breiter werdende Kluft eine Brücke zu schlagen, sind bisher kaum zu spüren. Und die wenigen Forscher, die hier zu nennen wären, tragen zum Teil um dieser Versuche Willen das Los, nicht anerkannt zu werden, da sie sich in Gegensatz zu der herrschenden und dank ihren Erfolgen mit Recht triumphierenden Physik stellen.

Zu denen, die auf eigenen Wegen der Atomvorstellung auch auf die Bedürfnisse der Chemie Rücksicht nehmen, gehört J. Stark in seinem Buche „Atomstruktur und Atombindung". Weiterbauend auf früheren und — modifizierten — neueren Vorstellungen über den dissymetrischen Bau der Atome gibt Stark in diesem Buche den Versuch, einen Überblick zu gewinnen, wie weit man heutigentags mit der Erfahrung im Einklang bleibt, wenn man von einem statischen Atommodell ausgeht. Für Stark sitzen die nicht um den Kern umlaufenden Elektronen in bestimmten Abständen vom Kern auf festen Radien unter bestimmten

Winkeln. Er kommt — da er gleichzeitig vieles übernimmt, was sich in der Bohrschen Theorie so bewährt hat, daß auch Stark es nicht mehr ablehnen kann — zu einer Verschmelzung vor-Wernerscher Valenzvorstellungen der Chemie mit Atomvorstellungen der Physik und wird damit bei den Chemikern mehr Anklang erwarten dürfen als bei den Physikern. Immerhin braucht sich auch die Physik gegen den Starkschen Versuch nicht hochmütig abzuschließen, denn die Kluft zwischen den beiden Schwesterwissenschaften sollte auch den zurzeit führenden Physikern zu denken geben. Stark beachtet außer den üblichen Bausteinen des Atoms noch das Feld im Zwischenraum zwischen Kern und Elektronenhülle und weist dieses den „Neutronen" — einem vom neutralen H-Atom trotz gleicher Bestandteile verschiedenen Baustein — als Tummelplatz zu, um so die Isotopen aufbauen zu können. Den starr angeordneten Kernen und Elektronen der Grundatome wohnt beiderseits Rotationsenergie inne, Gedanken, die sich schon bei Honda und anderen und bei der Theorie vom Spinelektron finden. Obwohl Stark nach einem einleitenden Kapitel über die Grundlagen seines neuen Versuches einer Atomtheorie einen umfassenden Überblick über die Modelle der einzelnen Elemente und der Molekelbildung gibt, sind seine Vorstellungen gegenüber dem heutigen Stande der Bohrschen Atomtheorie noch so wenig quantitativ entwickelt, daß ein abschließender Vergleich zurzeit noch unmöglich ist. Es wäre jedoch unbillig, aus diesem Jugendstadium der Starkschen Vorstellungen auf geringere Fruchtbarkeit schließen zu wollen. Man wird vielmehr abwarten müssen, wieviel heuristischer Wert in den Spekulationen eines Forschers liegt, der kein „Theoretiker" sein will, sondern nur das Recht des Experimentators auf Intuition für sich solange in Anspruch nimmt, bis eine allseitig befriedigende Atomtheorie gefunden ist. Der Gebrauch bereits feststehender termini technici für übernommene Bausteine wäre der Ausbreitung der Vorstellungen von J. Stark nützlich gewesen, ohne der Originalität der Synthese Abbruch zu tun.

O. v. Auwers.

◆Föppl, A. und L., **Drang und Zwang.** Eine höhere Festigkeitslehre für Ingenieure. 2. Bd. 2. Aufl. VIII, 382 S., 79 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1928. Geh. Rm. 16,—, geb. Rm. 17,50.

Seit der 1. Auflage dieses rasch in Aufnahme gekommenen Lehrbuches hat die Elastizitätslehre viele Fortschritte gemacht, wodurch stärkere Umarbeitungen und Ergänzungen bedingt waren. Dies gilt besonders von den Abschnitten über die Schalen und über die Verdrehung. Im ersteren finden wir z. B. neu den Abschnitt über die freitragenden, mit Wasser gefüllten Rohre und die Näherungslösung für die biegungssteife Kugelschale nach Bauersfeld-Geckeler. Daneben erscheinen dann noch die Abschnitte: Umdrehungskörper, Härte, Eigenspannungen, Knickgefahr.

Es würde zu weit führen, hier alle die zahlreichen Verbesserungen, die angebracht sind, im einzelnen zu beschreiben. Wir verweisen vielmehr auf das Buch selber, dem wir wünschen, daß auch die 2. Auflage auf fruchtbaren Boden falle.

W. Hort.

◆Hopf, L., **Abhandlungen über die hydrodynamische Theorie der Schmiermittelreibung** von N. Petrow, O. Reynolds, A. Sommerfeld und A. G. Michell. (Ostwalds Klassiker Nr. 218.) 227 S., 45 Abb. i. T. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1927. Rm. 9,60.

Die Herausgabe dieser vier Abhandlungen ist sehr zeitgemäß. Die Lagertechnik hat sich von der Anwendung des Coulombschen Reibungsansatzes und der reinen Empirie frei gemacht. In welchen Etappen dies erreicht wurde, zeigen diese Abhandlungen, die man etwa so charakterisieren kann: Petrow hat den wesentlichen Grundgedanken gehabt, die Reibung der Schmierschicht zu betrachten, Reynolds erkannte die Notwendigkeit der Exzentrizität des Lagerzapfens, Sommerfeld verfeinerte die Theorie, Michell ist der Schöpfer der Axialdrucklager und ihrer Theorie.

Auch als Einführung in die Theorie ist das Büchlein wertvoll.

W. Hort.

◆Zingler, J., **Theorie der zusammengesetzten Waagen.** VIII, 203 S., 53 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1928. Geh. Rm. 13,50, geb. Rm. 15,—.

Die Zulassung der Neigungswaagen im öffentlichen Verkehr hat eine weitgehende Änderung der Wägungstechnik im Handel herbeigeführt. Überall sind jetzt Waagen im Gebrauch, die das Gewicht der Stückware unmittelbar angeben. Neben dieser neuerdings weitverbreiteten Klasse werden in dem Buch von Zingler die Waagen mit fester Einspielungslage, Waagen mit Gewichtsschale, Laufgewichtswagen besprochen. Der Konstruktion, der Theorie und Prüfung aller der vielen Abarten, die in diesen Hauptklassen möglich sind, ist das Buch gewidmet. Es bietet so eine sehr zeitgemäße Ergänzung zu dem bekannten älteren Buch von W. Felgenträger: Theorie, Konstruktion und Gebrauch der feineren Hebelwaage (1907).

W. Hort.

◆Schottky, W., Rothe, H., Simon, H. **Glühelektroden und technische Elektronenröhren.** Band XIII, 2 des Handbuches der Experimentalphysik, herausg. von W. Wien und F. Harms. X, 492 S., 178 Abb. Akademische Verlagsgesellsch. m. b. H., Leipzig. 1928. Rm. 44,—; geb. Rm. 46,—.

Der vorliegende Band des Handbuches der Experimentalphysik hat folgende drei Unterabteilungen: Physik der Glühelektroden von W. Schottky und H. Rothe, Herstellung der Glühelektroden von H. Simon, technische Elektronenröhren und ihre Verwendung von H. Rothe. Er bildet wohl die vollkommenste Darstellung über das theoretische und praktische Gebiet der Glühelektroden und ihrer Anwendung von den Büchern aller Welt, soweit mir wenigstens bekannt ist. Gerade in der heutigen Zeit der wuchernden Radioliteratur berührt es besonders wohltuend, wenn ein Buch über Glühkathodenröhren, Verstärker usw. auch einmal von Leuten geschrieben wird, die davon etwas verstehen. Die genannten Verfasser waren schon vor Erscheinen dieses Buches den Fachkreisen als zu den besten Kennern der Glühelektrodenphysik und -Technik zählend bekannt und sie haben, was bei dem vorliegenden Thema besonders wichtig ist, seit einem Jahrzehnt in der theoretischen und insbesonderen praktischen Entwicklung der Glühkathodenröhren mitgewirkt.

Den Hauptteil des Buches nimmt die physikalische Übersicht über sämtliche Glühkathodenerscheinungen ein, größtenteils theoretisch gehalten, aber ständig durch Versuchsergebnisse erläutert und streng an solche angelehnt. W. Schottky und H. Rothe verfolgen hier den Weg, den die Fachwelt seit langer Zeit von dem ersteren in der Theorie der Glühkathodenemission eingeschlagen sieht. Den Interessenten ist die wissenschaftliche Diskussion zwischen W. Schottky und M. v. Laue über die möglichst korrekte Ableitung der Emissionsgleichung sicher noch in Erinnerung. Die Darstellung beginnt mit den Eigenschaften des hypothetischen Elektronengases, den Fragen seines idealen Verhaltens und dessen Thermodynamik, für die in Verfolg der genannten Arbeiten von M. v. Laue und W. Schottky die Bezeichnung „μ-Thermodynamik" gebraucht wird (die Größen μ sind die chemischen Potentiale nach Gibbs). Die für die in der Emissionsgleichung klassische Frage des Temperaturgesetzes, des alten Richardsonschen $T^{1/2}$-Gesetzes, seiner Verdrängung durch das auf Quanteneinführung beruhende T^2-Gesetz, das in seinen Anfängen ebenfalls auf Richardson zurückgeht, wird ebenso klar wie objektiv dargelegt. Besonders sympathisch berührt die Deutlichkeit, mit der die Verfasser die Theoreme als der heutigen Anschauung entsprechend und nicht unbedingt zwangsläufig begründet hinstellen, eine weise Zurückhaltung, die zur Nachahmung aneifern sollte. Die Verfasser kommen neben der Behandlung verschiedener Einzelheiten wie Ionenbildung, Ver-

dampfung usw. ausführlich auf das ebenso wichtige, wie schwierige Gebiet der Elektronenaustrittsarbeit zu sprechen. Es kann kein Zweifel bestehen, daß diese Frage, die eine sehr nahe Beziehung zur Praxis der Glühkathoden hat, einer exakten theoretischen Behandlung besonders schwer zugänglich ist. Die experimentell gefundenen Phänomene, wie die Erhöhung der Emission eines mit einer Thoriumschicht bedeckten Wolframdrahtes über die Emission des reinen Wolframs und des reinen Thoriums hinaus werden unter der bekannten Annahme der molekularen Schicht begründet. Ebenso werden die Erscheinungen der Wolfram-Caesiumkathode behandelt, ferner die durchaus verschiedenartigen Einflüsse mehrerer Gasarten. Auch hier wird man der objektiven, ausführlichen und klaren Darstellung die vollste Anerkennung aussprechen müssen, insbesondere da die Autoren deutlich zeigen, daß man in dieser Materie immer nur auf experimentellen Resultaten weiterbauen kann, und daß trotz vieler einleuchtender Beziehungen bei Anwesenheit mehrerer Komponenten doch erhebliche ungeklärte Reste übrigbleiben. Das Kapitel über die Emission von Oxyden läßt die heute mehr und mehr hervortretende Ansicht erkennen, daß höchstwahrscheinlich die Elektronenemission von einer durch elektrolytische Reduktion gebildeten Metallschicht erfolgt. Die Raumladung und die äußeren Felderscheinungen, die Emission an kalten Elektroden auf Grund starker Felder werden in den folgenden Kapiteln behandelt. Den Schluß des theoretischen Teiles bilden der von W. Schottky gefundene Schroteffekt und der Funkeleffekt von Johnson, beides Schwankungserscheinungen.

Im zweiten Teil, Herstellung der Glühelektroden, zeigt H. Simon das reiche Material, das ihm als Mitarbeiter in der bedeutensten Glühkathodenröhrenindustrie von Deutschland zur Verfügung steht. Man sieht hier, wieviel Fragen für den Praktiker enorm wichtig sind, die man auf dem Papier so leicht durch die einfachen Worte „Nebenerscheinungen, fremde Einflüsse" klassifizieren kann. Die Abhandlung zeigt in klarer Gliederung die prinzipiellen Fragen der Glühkathodenröhrentechnik; zunächst die Glühkathode in ihren verschiedenen prinzipiellen Ausführungen, ihren feinen Variationen, den Grundmaterialien, dann die Materialien für die übrigen Elektroden, Durchschmelzungen, Kolben usw., Anordnungs- und Dimensionierungsfragen, schließlich Reinigungs- und Evakuiervorgänge, Druck- und Temperaturmeßmethoden. Man erkennt deutlich, daß zwischen der physikalischen Einteilung der Glühkathoden und der technischen ein großer Unterschied vorhanden ist, daß die Theorie z. B. die Klasse der reinen Metallglühkathoden und die Klasse der Kathoden, deren Austrittsarbeit durch eine molekulare Schicht verringert ist, kennt. Die Technik aber kennt Wolframkathoden mit Thordioxyd ohne Reduktion oder mit Reduktion, geklebte, gespritzte, getauchte, gesinterte Oxydkathoden, Hydridkathoden und schließlich sublimierte Azidkathoden, direkt und indirekt geheizte Kathoden und dergl. mehr. Der aufmerksame Leser sieht, daß die Industrie sich um viele theoretischen Fragen notwendigerweise erst nachträglich bekümmert, denn im allgemeinen ist der Gang der Ereignisse so, daß eine bestimmte Art von Glühkathoden nach empirischen Regeln fabriziert wird, Regeln, die oft aus dem Permutationsprinzip gefunden und in jahrelanger praktischer Arbeit vervollkommnet wurden. H. Simon gibt anschauliche Bilder der verschiedenartigsten Herstellungsverfahren der Glühkathoden, der jeweils bestbekannten Bau- und Evakuiertechnik, der tausenderlei Einflüsse von Beimengungen, Verunreinigungen, Temperatur und chemischer Behandlung. Eingehende Tabellen und Kurven über die quantitativen Daten verschiedener Glühkathoden, über Gas- und Temperatureinflüsse vervollständigen die Abhandlung Es wäre vielleicht gut gewesen, wenn dieser zweite relativ kurze Teil nicht nur die Herstellung der Glühkathoden, sondern wesentlich auch die interessante Großfabrikation der ganzen Röhren und eine Übersicht über heute etwa gebrauchte Röhrentypen mit umfaßt hätte, die nur in einem kurzen Schlußparagraphen gestreift ist.

Die dritte Abteilung, technische Elektronenröhren und ihre Verwendung, enthält das so vielseitige Anwendungsgebiet der Glühkathodenröhren mit 2, 3, 4, 5 oder mehr Elektroden, und zwar mit einer Auswahl hinsichtlich der Einführung in die Praxis. So sind prinzipiell interessante, aber wenig oder gar nicht benutzte Ausführungen, wie Dynatron, Magnetron usw. nicht behandelt. Die heutigen gebräuchlichen Anwendungen, Verstärkungs-, Schwingungserzeugungs-, Detektorschaltungen sind ausführlich und mit guter theoretischen Kenntnis der Vorgänge beschrieben. An Gleichrichtern sind außer den Detektorröhren für drahtlose Telegraphie auch die Hochspannungsgleichrichter für Röhrensender oder für Röntgenapparate kurz erwähnt, ebenso die kleinen Gleichrichter, wie man sie etwa zum Laden schwacher Akkumulatoren benutzt. Röntgenröhren selbst sind nicht besprochen, anscheinend in einem anderen Bande behandelt. Besonders ausführlich ist das zweite Kapitel, Elektronenröhren als Verstärker, und für den Praktiker verständlich und nützlich. Das dritte Kapitel, Schwingungserzeugung, geht trotz größeren Umfanges etwas weniger auf das Praktische ein, wie z. B. aus dem Fehlen des Wortes „Zwischenkreissender" im Inhaltsverzeichnis ersichtlich ist. Ein ausführlicher Paragraph über Frequenzanzeige und Frequenzstabilisierung durch piezoelektrische Quarze ist vorhanden.

Stil, Satzbau und Darstellung aller drei Autoren sind leicht faßlich, klar und flüssig. Lediglich hätte ich den Wunsch, daß das Wort „Neutrodynisierung" aus dem deutschen Sprachschatze wieder verschwindet. Das Buch wird jedem, der in die Materie der Glühkathoden eindringen will, von großem Nutzen sein. Insbesondere ist, wie gesagt, kein anderes Werk vorhanden, das die physikalischen Grundlagen der Glühemission unter Berücksichtigung jeglicher Anschauung, wie z. B. auch der Fermi-Sommerfeldschen quantenmäßigen Entartung des Elektronengases, und von einem so hohem Standpunkte allgemeiner physikalischer Erkenntnis so klar und reif behandelt. Wir können dem Buch daher nur aufrichtig die weiteste Verbreitung wünschen Die buchtechnische Ausführung ist ja, wie von diesem Handbuch bereits bekannt, vorzüglich. Sachregister und Namensregister zu trennen halte ich allerdings für unnötig. H. Rukop.

◆Försterling, K., **Lehrbuch der Optik.** XII, 610 S., 193 Abb. i. T. S. Hirzel, Leipzig. 1928. Geh. Rm. 38,—, geb. Rm. 40,—.

Das Buch ist ein Lehr- und Einführungsbuch in die theoretische Optik und daher weniger für den Anfänger und den fertigen Forscher, als für den Studenten der mittleren Semester wertvoll. So wird es zu einem Ersatz und zu einer Ergänzung für das bekannte Lehrbuch der Optik von Drude, das in manchen Teilen veraltet ist. Der Leser muß, wenn er sich eingehender orientieren will, zu den größeren Werken, wie z. B. zu den im Verlage Barth, Leipzig, erschienenen Handbüchern der geometrischen und physikalischen Optik greifen. Über den Inhalt des Buches mag hier nur bemerkt werden, daß es eine gute Einführung in die elektromagnetische Lichttheorie und in die Quantentheorie gibt. Der Relativitätstheorie geschieht zweckentsprechend nur kurz Erwähnung; leider wird aber mit keiner Silbe das der Anschauung gegenüber Widerspruchsvolle der Relativitätstheorie angedeutet, obgleich sich dies leicht in Kürze ausdrücken läßt. Auch das Fehlen jeden Hinweises auf die Literatur zur Kritik der Relativitätstheorie ist zu bedauern, um so mehr, als die heutige studierende Jugend für Krisenerscheinungen in der Wissenschaft Verständnis hat und z. B. Männer wie Planck es sich nicht nehmen lassen, in populären Vorträgen auf solche Krisenerscheinungen hinzuweisen. Ziemlich kurz ist in dem Buche die Optik be-

wegter Körper weggekommen, die den Angelpunkt für die heute heiß umstrittenen Fragen der Optik darstellt und der die Zukunft gehört. E. Gehrcke.

◆Ludwig, K., **Reduktionstabelle für Heizwert und Volumen von Gasen.** 3. erw. Aufl. 16 S. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1928. Geh. Rm. 1,50.

Das in dritter Auflage vorliegende kleine Tabellenwerk wird sich bei vielen Messungen der Menge und des Heizwertes von Gasen zur schnellen Reduktion auf den Normalzustand als nützlich erweisen. Im Anhang sind eine Reihe von Zahlenwerten über technische Brennstoffe angegeben, wie Heizwert, Luftbedarf usw. — Leider kann man nur aus einer Anmerkung ersehen, ob die Heizwerte auf Kilogramm oder Kubikmeter bezogen sind, und daß untere Heizwerte angegeben sind, welche doch nach neueren Bestrebungen durch die oberen Heizwerte ersetzt werden sollen. Von anderen Zahlen stimmen die Dimensionen nicht oder fehlen ganz. Es wäre zu begrüßen, wenn in einer späteren Auflage diese kleinen Unebenheiten verbessert würden.
G. Ruppel.

◆**Chemiker-Kalender.** 50. Jahrg. in 3 Bänden, herausg. von I. Koppel. 68, 712 u. 613 S., zahlr. Abb. J. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 20,—.

Der den Lesern dieser Zeitschrift bekannte Chemiker-Kalender (siehe die vorhergehenden Besprechungen im Jahre 1927 und 1928) nennt sich mit Recht ein „Hilfsbuch für Chemiker, Physiker, Mineralogen, Industrielle, Pharmazeuten, Hüttenmänner". Der zweite und dritte Band, zusammen mehr als 1300 Seiten, haben sich zu handbuchartigem Format entwickelt. Der neue Jahrgang enthält eine ganze Reihe neuer oder neu bearbeiteter Abschnitte. Erwähnt seien als kennzeichnend für den Ausbau des Kalenders nach der technischen, wirtschaftlichen und theoretischen Seite die Artikel über Untersuchungen in der Papier-, Zellstoff- und Kunstseidenindustrie (von H. Reim), über Gesteine (von T. Barth). Der im vorigen Jahrgang fehlende, früher von H. Grimm bearbeitete Abschnitt über den Aufbau der Materie erscheint auf immerhin 82 eng gedruckten Seiten in gedrängter aber inhaltreicher Neubearbeitung von R. Swinne. Man wird eine so übersichtliche Darstellung dieses Gebietes, die auch die neuesten Wandlungen der Anschauungen berücksichtigt, kaum an anderer Stelle finden. O. Berg.

◆Schwarz, O., **Zugfestigkeit und Härte bei Metallen.** Forschungsarbeit des VDI, Heft 313. IV, 34 S., 51 Abb. und 20 Tab. VDI-Verlag, Berlin. 1928. Rm. 6,—.

Die Frage des inneren Zusammenhangs zwischen Zugfestigkeit K_Z und Brinellhärte H_B wird hier eingehend verfolgt. Der für Stahl schon seit Brinell bekannte empirische Zusammenhang

$$K_Z = 0{,}36\ H_B$$

findet sich auch bei gewissen Nichteisenmetallen wieder. Wegen weiterer Einzelheiten muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. W. Hort.

Allgemeine Mitteilungen

Danzig. Die Technische Hochschule der Freien Stadt Danzig feiert vom 18.—20. Juli 1929 ihr fünfundzwanzigjähriges Bestehen, das — wissenschaftlich und kulturell gleich bedeutsam — festlich begangen werden soll. Die Hochschule der alten Hansastadt an der Ostsee erwartet in diesen Festtagen ihre Angehörigen, ihre Freunde, ihre früheren Lehrer und Schüler aus aller Welt.

Rektor und Senat der Technischen Hochschule Danzig erbitten schnellstens Zusagen und Anmeldungen an die Hauptgeschäftsstelle der Hochschule, damit für gute Unterkunft gesorgt werden kann.

Personalnachrichten

Lafayette, Ind., U. S. A. Dr. K. Lark-Horovitz wurde zum ordentlichen Professor der Physik und Vorstand des physikalischen Forschungslaboratoriums der Purdue University, ernannt.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Sitzung am Freitag, dem 15. März 1929, abends 7,30 Uhr c. t., im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berliner Straße 172

Herr Dr. Brüche: „Experimenteller Beitrag zur Radiometerfrage".

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. Telephon G. 3, Lichterfelde 1661.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Otto Berg, Berlin-Grunewald:
Herr Dr. Wilhelm Ernst, Berlin W 62, Courbiérstr. 13, bei Bentner.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dipl.-Ing. M. Heinrich Gloeckner, Charlottenburg 4, Sybelstraße 63.

Seitens des Herrn Ing. August Marhenke, Danzig:
Herr Dipl.-Ing. Josef Jehlicka, Danzig-Langfuhr, Baumbachallee 4.

Seitens des Herrn Dr. Pietzsch, Dresden:
Herr Prof. Dr. phil. W. Schwinning, Dresden-A. 7, Helmholtzstraße 7.

Seitens des Herrn Prof. Dr. M. Reich, Göttingen:
Herr Dipl.-Ing. O. Schrenk, Göttingen, Reinhäuser Landstraße 107.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. Schreiber, Wolfen:
Herr Dipl.-Ing. Hans Fischer, Dessau, Blumenthalstraße 6.
Herr Dipl.-Ing. Erich Jahn, Dessau, Werderstraße 9 II.
Herr Dr.-Ing. Kleinwächter, Dessau, Mendelsohnstraße 4.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Dr. A. Franke, Berlin-Grunewald, Brahmsstraße 15, jetzt Berlin-Wannsee, Kleine Seestraße 17/18.

Herr Dipl.-Ing. Fritz Gottschalk, Charlottenburg, Gervinusstraße 18, jetzt Berlin SW 48, Wilhelmstraße 129 IV r.

Herr Dr. E. Haussmann, Wolfen, I. G. Farbenindustrie A.-G., jetzt Dresden-Weißer Hirsch, Sonnenleite 3.
Herr Dr. A. Hornung, Neu-Rössen bei Merseburg, Leibnitzstraße 38, jetzt Neu-Rössen bei Merseburg, Gauhsstraße 4 II.
Fräulein Dr. Olga Kudlac, Linz a. d. Donau, Füchselstraße 5, jetzt Wien XXI, Töllergasse 147 (Firma Elin A.-G.).
Herr Dr. Lückerath, Köln-Nippes, jetzt Hannover, Volgersweg 26 IV.
Herr Ing. August Marhenke, Kiel-Gaarden, Brommystraße 34, jetzt Danzig, Werftgasse 2a.
Herr Dipl.-Ing. K. Niemeyer, Hannover-Herrenhausen, Herrenhäuserstr. 4B, jetzt Bremen, Palmenstr. 18.
Herr Obering. Friedrich Plett, Kiel, Caprivistr. 4, jetzt Direktor, Kiel, Düsternbrookerweg 56.
Herr Dr. Hans Salinger, Berlin W 30, Motzstraße 89, jetzt Berlin-Wilmersdorf, Güntzelstraße 48.
Herr Dr.-Ing. Franz Sammer, Friedenau, Büsingstraße 17, jetzt Berlin, Elisabeth-Ufer 32 II links.
Herr Dr. Peter Schneider, Köln a. Rh., Neusserstr. 16, jetzt Köln-Lindenthal, Kitschburgerstraße 1.
Herr Dr. H. Schönborn, Steglitz, Schönhauserstraße 16, jetzt Jena, Magdelstieg 20.
Herr Dr. Bruno Tesch, Hamburg 24, Lübeckstraße 35, jetzt Hamburg 1, Ballinhaus.
Herr Dr. Waldemar Wehnert, Friedenau, Moselstraße 6, jetzt Berlin-Südende, Lichterfelderstraße 9 v.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Dresden

Sitzung am 7. März 1929 im Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule, Helmholtzstraße 9.

1. Geschäftliches.
2. Dipl.-Ing. Preisach: Experimentalvortrag „Über den Magnetisierungsvorgang ferromagnetischer Stoffe".

Dr. Joachim, 1. Vorsitzender.

Ortsgruppe Göttingen

der Deutschen Gesellschaft für technische Physik und Deutsche Pysikalische Gesellschaft, Gauverein Niedersachsen.

Tagung in Göttingen am 16. und 17. Februar 1929.

Vorträge:

1. R. Badger (Pasadena-Göttingen): Demonstration der Flammen-Fluoreszenz. 2. G. Cario (Göttingen): Über die Natur des aktiven Stickstoffs. 3. H. Dänzer (Frankfurt): Absorption Hertzscher Wellen in ionisierten Gasen. 4. H. Diesselhorst (Braunschweig): Zur Frage der Absorption der Schwerkraft. 5. J. Estermann (Hamburg): Das Dipolmoment des Pentaerytrith nach der Molekularstrahlmethode. 6 J. Franck und H. Sponer (Göttingen): Beitrag zur optischen Dissoziation von Molekülen. 7. H. Geiger und W. Müller (Kiel): Arbeitsweise und Verwendbarkeit des Elektronenzählrohrs mit Demonstrationen. 8. F. Houtermans und R. Atkinson (Berlin): Zur Wellenmechanik des radioaktiven Kerns. 9. W. Heitler (Göttingen): Einige Bemerkungen über die chemische Bindung bei mehratomigen Molekülen. 10. F. Knauer und O. Stern (Hamburg): Reflexion von Molekularstrahlen. 11. H. Kohl (Erlangen): Über ungedämpfte Ultrakurzwellen mit Demonstrationen. 12. W. Kroebel (Göttingen): Über die Entstehung der langwelligen ultraroten Strahlung des Quecksilbers. 13. S. Kyropulos (Göttingen): Hydrodynamische Theorie der Schmiermittelreibung und Viskosität. 14. R. Ladenburg (Berlin): Dispersion des Quecksilberdampfes im Ultraviolett nach gemeinsamen Versuchen mit G. Wolfsohn. 15. B. Lammert (Hamburg): Messung der Geschwindigkeitsverteilung bei Molekularstrahlen. 16. W. Lenz (Hamburg): Die Geschwindigkeitsverteilung des verdünnten entarteten Gases. 17. F. W. Loomis (Baltimore-Göttingen): Intensitätsverteilung in den Resonanzspektren des Jods. 18. K. W. Meißner (Frankfurt): Demonstration eines Interferometers zur Messung kleiner Dimensionsänderungen. 19. H. H. Meyer (Hamburg): Monochromatische Röntgendiagramme von Wasser verschiedener Temperatur. 20. R. Minkowsky (Hamburg): Über die Abhängigkeit des Intensitätsverlaufs in druckverbreiterten Spektrallinien vom verbreiternden Gas. 21. L. Nordheim (Göttingen): Über die Streutheorie des elektrischen Widerstandes. 22. G. Oldenberg (Göttingen): Über die Struktur der Quecksilber-Edelgasbanden. 23. M. Reich und O. Stierstadt (Göttingen): Über Schallgeschwindigkeit in festen Körpern bei Zustandsänderungen. 24. E. Rupp (Berlin): Elektrometrische Untersuchung der Elektronenbeugung. 25. E. Rupp (Berlin): Durchgang ganz langsamer Elektronen durch Metallfolien. 26. B. Trumpp (Göttingen): Übergangswahrscheinlichkeiten im Lithium-Atom. 27. H. Zahn (Kiel): Über Hochfrequenz-Leitfähigkeit wäßriger Elektrolytlösungen nach Versuchen von H. Rieckhoff.

Sitzung am Montag, den 25. Februar 1929, um 5 Uhr, im Physikalischen Institut der Universität, Bunsenstraße 9:

1. Herr Backhaus-Greifswald: Untersuchung von Streichinstrumenten.
2. Herren Mölcken und Brockamp: Seismische Untersuchungen bei Sprengungen.

M. Reich, 1. Vorsitzender.

Ortsgruppe Leipzig

Jahresbericht 1928

27. Januar 1928: Hauptversammlung, in der die bisherigen Vorstandsmitglieder wiedergewählt wurden. Vortrag von Baurat Dr.-Ing. Röhl, Leipzig: Mechanische Metalluntersuchung, mit Lichtbildern.

24. Februar 1928: Zweiter Vortrag von Baurat Dr.-Ing. Röhl: Metallographische Metalluntersuchung, mit Lichtbildern.

26. Februar 1928: Filmvortrag von Prof. Dr. Siedentopf, Jena: Die Wunder des Ultramikroskop. Das mikrophotographische bewegte Bild im Dienste der wissenschaftlichen Forschung. (Gemeinsamer Vortrag des Verbandes der Technisch-wissenschaftlichen Vereine Leipzigs.)

18. Mai 1928: Vortrag von Dr.-Ing. Rudolf Berthold, Berlin: Werkstoffprüfung mit Röntgenstrahlen, mit Lichtbildern.

30. November 1928: Vortrag von Dr. Karl Lauch, Leipzig: Der gegenwärtige Stand der stereoskopischen Mikroskopie, mit Lichtbildern und Demonstrationen.

4. Dezember 1928: Gemeinsamer Lichtbildervortrag des Vorstandes der Technisch-wissenschaftlichen Vereine Leipzigs von Hofrat Dr. Klima, Wien: Humor und Satire in der Technik.

gez.: Dr. Wiegner.

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe

Sitzung am Dienstag, den 12. März 1929, im großen Hörsaale des Chemisch-Technischen Instituts der Technischen Hochschule, Karlsruhe.

1. Geschäftliches.
2. Dipl.-Ing. Weigel, Karlsruhe: „Grundsätzliches zur Frage der Blendung und Bericht über einige neuere Blendungsmessungen des Lichttechnischen Instituts Karlsruhe".

Der Vorstand.

Redaktionsschluß am 9. März 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Zeitschrift für technische Physik

1929 Zehnter Jahrgang Nr. 4

INHALT

Originalmitteilungen

Zur Benennung elektrischer Entladungsformen in Luft von Atmosphärendruck

Von Max. Toepler

(Hierzu Tafel IV)

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 3)

X. Messungen der Verteilung der Existenzbereiche in der Schlagweitenspannungsebene

Unsere Kenntnis der Charakteristikenfläche für große Schlagweiten und Spannungen ist noch recht mangelhaft. Nachstehend sei diese Lücke wenigstens zum Teil durch Messung der Existenzbereiche in der Schlagweitenspannungsebene ausgefüllt.

Versuchsanordnung

Als Spitzenelektrode diente eine 50 cm lange, 1 cm dicke Eisenstange mit 35^0 Spitzenwinkel. Diese hing an einem 140 cm langen Alkoholwasserwiderstande von $2 \cdot 10^6$ Ohm; weitere 70 cm rückseits, also 265 cm oberhalb der Spitze führte eine Drahtleitung seitlich zur Meßfunkenstrecke. Dieses System konnte mittels einer Deckenwinde gehoben und gesenkt werden.

Als Plattenelektrode diente eine auf 3 Porzellanstützen 100 cm über dem Erboden fest aufgestellte ebene, kreisförmige Zinkscheibe von 200 cm Ø. Sie besaß als Strahlungsschutz eine Kranzwulst unter ihrem Kreisrande von 15 cm Ø. Horizontal seitlich führte ein dünner Draht von der Scheibe zur zweiten Elektrode der Meßfunkenstrecke.

Die Meßfunkenstrecke trug Nickelkugeln von 25 cm Ø. Die Schlagweite mißt die in den Abbildungen angegebene Spannung (nach der VDE.-Normung), d. h. die Spannung zwischen Spitzen und Platte zuzüglich des Spannungsabfalles in der Zuleitung zur Spitze. Letzterer stieg bis zur Ausbildung eines Funkenstromes an der Spitze auf höchstens 3 kV.

Irgendwelche Fremdkörper im Umkreise von 3 m Radius von der Spitzenachse waren nicht vorhanden.

a) Kathodenspitze, Anodenplatte

Fast der ganze Entladungsraum war vom neg. Anteile erfüllt. In Abb. 7a sind die Existenzbereiche der einzelnen negativen Entladungsformen dargestellt.

Das negative Stielbüschel erreichte bis 10 cm Stiellänge. Aus ihm brach der Funkenstrom oder Büschellichtbogen unvermittelt aus, ein Lichtband wie bei positiver Entladung konnte nie beobachtet werden.

Hinreichende Stromvermehrung würde schließlich den Büschelbogen in Bogen übergeführt haben. Dieser Übergang konnte bei etwa 50 Milliamp. noch nicht erreicht werden.

Höchstspannung und zugleich Funkenspannung ist bei vergrößerter Schlagweite nacheinander: die Anfangsspannung, die Grenzspannung und negativen Glimmlichte, die Grenzspannung des negativen Stielbüschels. Letztere steigt, wie die Abb. zeigt, beinahe linear an (15 kV/cm bis 17 kV/cm). Auffallend ist die Steilheit dieses Anstieges. Sie ist so groß, daß die Funkenspannung zwischen Spitze und Platte oberhalb etwa 30 cm Schlagweite größer wird als zwischen zwei Kugeln von 25 cm Ø.

b) Anodenspitze, Kathodenplatte

Die Elektrizitätsströmung wird offensichtlich im ganzen Schlagraume, außer vielleicht unmittelbar an der Kathodenplatte, von der Anode aus ge-

regelt, d. h. der „positive Anteil“ der Entladung erfüllt den ganzen Schlagraum.

In Abb. 7b ist zur Schlagweite als Abszisse die Spannung als Ordinate für die Grenzen der Existenzbereiche der pos. Entladungsformen eingetragen; Koordinatenmaßstab wie bei Abb. 7a.

In sehr kurzen Schlagräumen fehlt sogar das Glimmen, in etwas größerem kann vor Funkenausbruch der Büschelstiel zunächst ohne Krone den Schlagraum voll überbrücken. Letzteres beobachtet man besonders leicht zwischen Elektroden kleinster Kapazität (Halbleiter).

c) Entladung zwischen zwei Spitzen mit entgegengesetzt gleicher Spannung

Da die Elektrizitätsströmung an jeder Spitze von ihr aus geregelt wird, so gibt es einen positiven und einen negativen Anteil der Entladung; ersterer füllt bis etwa 15 cm Schlagweite meist etwa $^2/_3$, letzterer meist nur $^1/_3$ des Schlagraumes. Die ausgezeichnete Stelle zwischen ihnen ist leicht erkennbar. Die Anteile sehen bei der gleichen Stromstärke fast genau so aus, wie es vorangehend je für eine Spitze gegenüber Platte geschildert wurde.

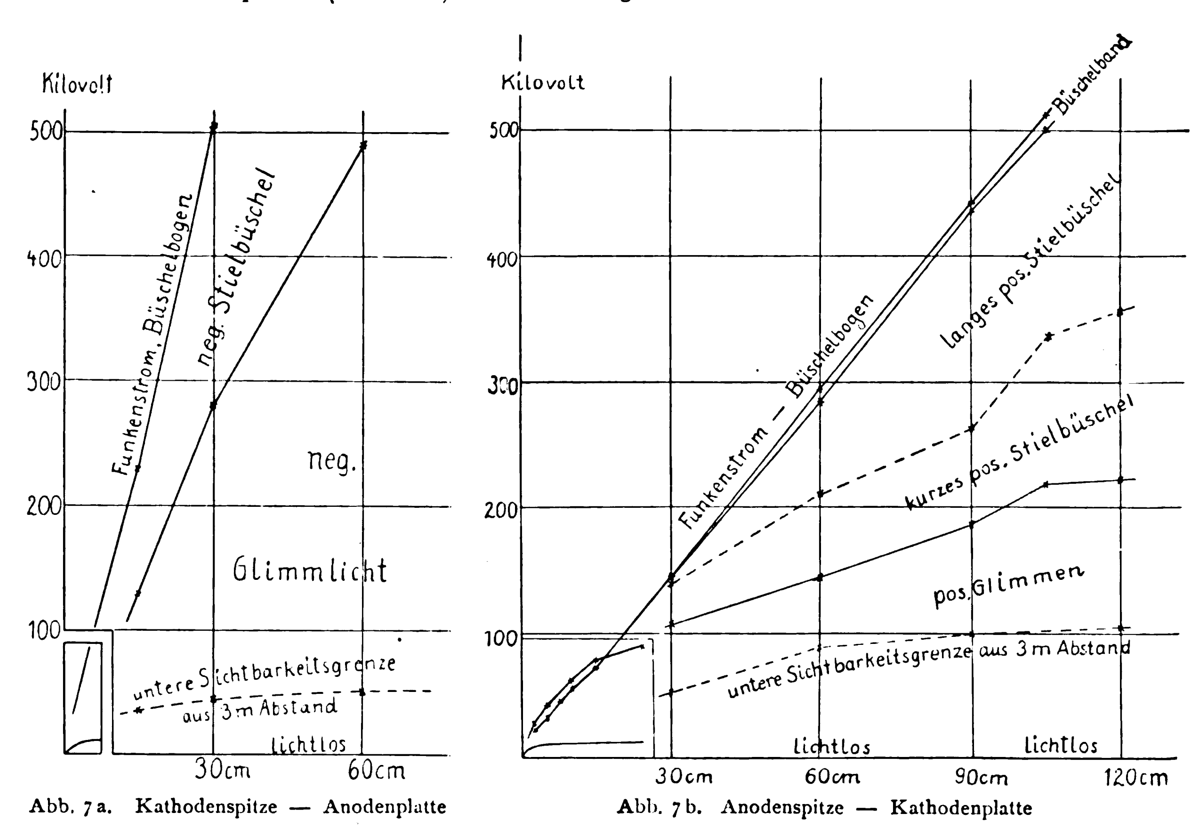


Abb. 7a. Kathodenspitze — Anodenplatte

Abb. 7b. Anodenspitze — Kathodenplatte

In sehr großen Schlagräumen ist das Auftreten des „Büschelbandes“ zwischen dem langstieligen Büschel und dem Funkenstrome bzw. dem Büschelbogen auffallend. Das Existenzbereich des Büschelbandes war sehr schmal, höchstens 10 kV.

Auch hier ist die für die betreffende Schlagweite jeweils höchste Grenzspannung meist allein zugleich auch Funkenspannung. Bei Schlagweitenvergrößerung fällt also die Funkenspannung nacheinander mit der Anfangsspannung, mit der Grenzspannung des Glimmens, mit der des kurzen Büschels, des langen Büschels, schließlich des Büschelbandes zusammen. Wie schon gesagt, sind die beiden letzten kaum noch zu unterscheiden, sie wachsen nahe linear mit der Schlagweite (5 kV/cm).

Für Spitzenabstände über 15 cm trat bei Spannungssteigerung nacheinander auf:

a) neg. lichtlos	lichtloser Zwischenraum	pos. lichtlos
b) neg. Glimmlicht		pos. lichtlos
c) neg. Glimmlicht		pos. Glimmen
d) neg. Glimmlicht		pos. kurzes Büschel
e) neg. Glimmlicht od. Stielbüschel od. Streifen		pos. langes Büschel
f) neg. Glimmlicht od. Stielbüschel od. neg. Streifen	Büschelband	pos. langes Büschel od. pos. Streifen od. kurzes Büschel

g) Funkenstrom, dann Büschelbogen und Bogen, je dreiteilig.

Der Existenzbereich für f) war nur höchstens 10 kV breit, die Funkenbildung erfolgte meist

fast unmittelbar nach dem Entstehen des Büschelbandes. Genau genommen treten bei e) und f) ebenso viele unterscheidbare Formen auf, wie den Kombinationsmöglichkeiten der Elektrodenanteile entspricht. Damit wird eine große Spannungsstreuung für das Eintreten von e), f) und g) veranlaßt.

In Abb. 7c sind die niedrigsten Beobachtungswerte eingetragen, der Maßstab ist der gleiche wie bei Abb. 7a und 7b.

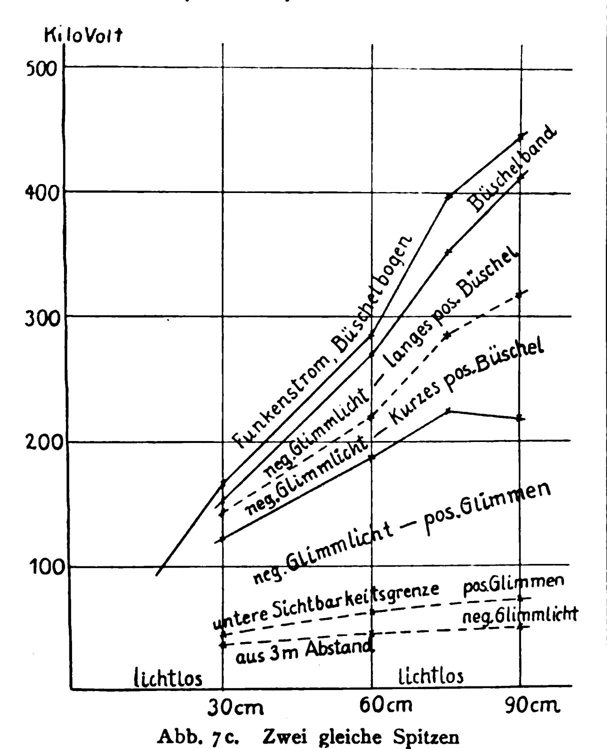


Abb. 7c. Zwei gleiche Spitzen

Im Vergleiche zu Abb. 7b erscheint der Bereich des Glimmlichtes stark erweitert, in Annäherung an Abb. 7a; das Auftreten des negativen Glimmlichtes begünstigt also die Ausbildung von positivem Glimmen, eine allgemein gültige Tatsache.

Langstieliges Büschel und Leuchtband erscheinen bei Abb. 7c nur direkt vor Funkenausbruch. Ihre Bereiche, in Abb. 7b noch verhältnismäßig breit, sind also in Abb. 7c fast verschwunden. In Abb. 7a fehlen sie völlig.

Die Funkenspannung zwischen zwei Spitzen steigt wieder fast geradlinig an. Ihre Anstiegsneigung (5,2 kV/cm) liegt zwischen der für Anodenspitze gegenüber Platte (5 kV/cm) und der für Kathodenspitze gegenüber Platte (16 kV/cm). Dabei liegt sie ersterer viel näher als letzterer, im Einklange mit der Tatsache, daß zwischen Spitzen die räumliche Ausdehnung des positiven Entladungsanteiles weitaus überwiegt.

Schließlich sei noch bemerkt, daß der Spannungsbereich von diskontinuierlicher Entladung beim Übergange zweier Formen ineinander auch zwischen Spitzen meist sehr schmal war. Es trat erst, ganz wie zwischen Anodenspitze und Platte nach Überschreiten der Höchstspannung ein starker Funkenstrom auf. Dabei springt die Stromstärke. Der an der Meßfunkenstrecke gemessene Spannungswert enthält jetzt ganz überwiegend den Spannungsabfall im Vorschaltwiderstande (vgl. Abbildung 6 [10]).

Die Abb. 7a und 7b finden für kleine Schlagweiten eine Ergänzung durch Abb. 6a und 6b. In Abb. 6b fehlt jedoch die positive Glimmgrenzspannung, da an größeren Anoden ein Glimmen schwer zur Ausbildung kommt.[11]) Die Glimmgrenzspannung an einer Spitze liegt bei kleinen Schlagweiten oberhalb der Büschelgrenzspannung.

XI. Elektrodenlose Lichtteile

Bei sehr großem Elektrodenabstande ist die Entladung mindestens dreiteilig. Es bildet sich mindestens ein Zwischenstück. Dieses ist als elektrodenlose Entladung anzusehen, als Entladung zwischen den positiven und negativen Anteilen, also zwischen zwei Gaselektroden, d. h. zwei Räumen erfüllt mit Ionen und Raumladungen.

Das „Büschelband", vgl. Abschnitt VIII, ist nur der einfachste Fall von elektrodenloser Entladung. Die Gesamtheit aller Ausbildungsmöglichkeiten, Formen, ist noch nicht zu übersehen. Es gehören z. B. hierher alle Blitzformen zwischen Wolken, wie Linienblitze, Perlschnurblitze[12]), Kugelblitze[13]).

Die Leuchtmasse des „Kugelblitzes" ist das leuchtende Ende eines im übrigen meist lichtlosen durch einen vorausgegangenen Linienblitz erzeugten Ladungsstranges, eines Zwischenstückes. Die ausgezeichnete Stelle liegt zwischen dem Glimmen (oder lichtlosen Fließen, manchmal auch Büschel) am Erdboden und dieser Leuchtmasse.

Die Perlen des „Perlschnurblitzes" sind Leuchtmassen längs eines Zwischenstückes, Entladungsstranges vom Charakter eines Büschelbogens. Ihre Bildung verdanken sie einem regelmäßigen ruckweisen Entstehen des letzteren.

Der Mechanismus der Bildung des Linienblitzes zeigt große Ähnlichkeit mit dem von Gleit-

[10]) So erklärt sich Abb. 5c die Ausdehnung des Gebietes I für das Glimmen bei 3 bis 5 cm Spitzenabstand. Die bei kleinen Schlagweiten schon normal auftretende Büschelendladung (Gebiet II a, hier noch Stiel ohne Krone) wird durch die starke Entwicklung des negativen Glimmlichtes bei größeren Schlagweiten zuerst wieder gänzlich unterdrückt, d. h. in positives Glimmen rückverwandelt.

[11]) Bezüglich der Glimmgrenzspannung vgl. M. Toepler, Annalen der Physik 7 (1902), 482.

[12]) M. Toepler, Meteorologische Zeitschrift 1917, S. 215.

[13]) M. Toepler, Annalen der Physik, 1900, 623—635.

prozessen, vgl. Abschnitt XV. Aus dieser Analogie heraus ließ sich sogar die Spannungsverteilung längs der Blitzbahn abschätzen.[14])

Die Ausbildung elektrodenloser Entladung kann durch isolierende feste oder flüssige Fremdkörper im Schlagraume begünstigt werden.

Die älteste bekannte Möglichkeit zur Erzeugung elektrodenloser Lichterscheinungen in verhältnismäßig kleinen Schlagräumen ist die Anbringung sogenannter Striktionselektroden, d. h. von Löchern in quergestellten plattenförmigen Isolatoren (vgl. Abb. 8).

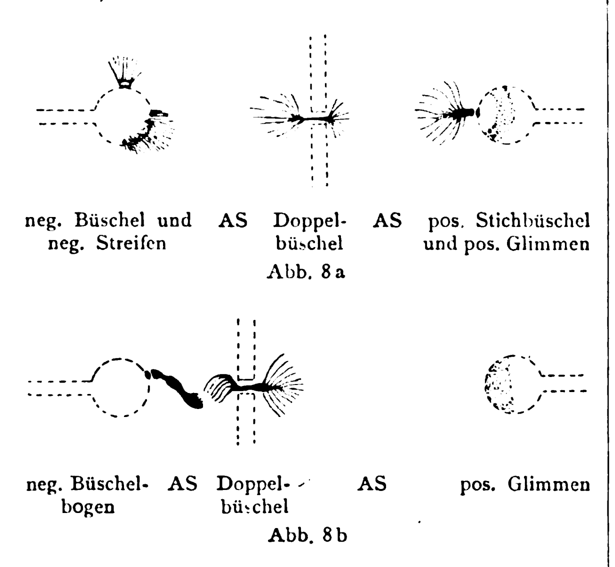


Abb. 8a

Abb. 8b

Auch sonst kann die Feldverengerung durch Isolatoren, welche in geeigneter Weise in den Schlagraum eingebettet werden, zu elektrodenlosen Lichterscheinungen führen. Bekannt ist, daß z. B. in den Vertiefungen, Rillen oder dgl. von Porzellanisolatoren getrennt, von den übrigen leuchtenden Entladungserscheinungen Gebiete mit Stoßionisationen auftreten, vgl. Abb. 9. Man hat hier isolierte elektrodenlose Leuchterscheinungen, ohne leuchtenden Zusammenhang mit den übrigen. Erstere besitzen dann natürlich ihrerseits je eine positive und negative Seite, welche natürlich bei Wechselspannung wechselt. Es entstehen Doppelbüschel und dergl., welche zeitlich kontinuierlich oder diskontinuierlich sein können. Die gesamte Strombahn hat dann mehr als eine ausgezeichnete Stelle.

Bei Gleichspannung veranlaßt jedoch meistens die entstehende Oberflächenladung eine Entlastung des Feldes und damit eine Behinderung der elektrodenlosen Leuchterscheinungen.

XII. Diskontinuierliche Entladungsformen bei Gleichstrom

Auch bei Gleichstromquellen entsteht bei dem Spannungssturze, welcher beim Übergang zweier Entladungsformen ineinander auftritt und bei Vor-

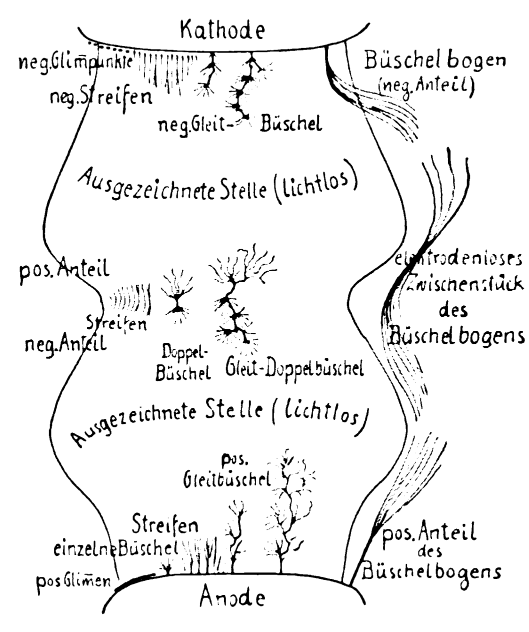


Abb. 9. Entladungsformen an Porzellan-Isolatoren

handensein hinreichender Elektrodenkapazität eine seitlich diskontinuierliche Entladung.

Diese erscheint als: pulsierendes Glimmen, stoßweise Büschelentladung, zischende Streifenentladung, pulsierende Büschelbogen, zischender Bogen und Funken.

Letztere bestehen aus kurz dauerndem Büschelbogen oder aus kurz dauerndem Bogen. Jeder Funken besitzt genau genommen auch einen positiven und negativen Anteil.

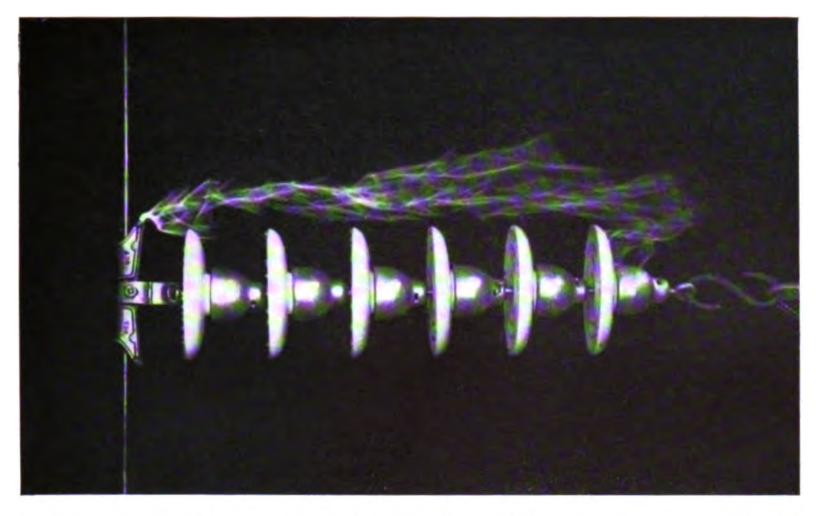
Weithin in große Schlagräume reichende Büschelstiele könnte man als halbe Funken bezeichnen.

D. Entladungsformen bei unruhiger Spannung, Wechselspannung, Stoßspannung

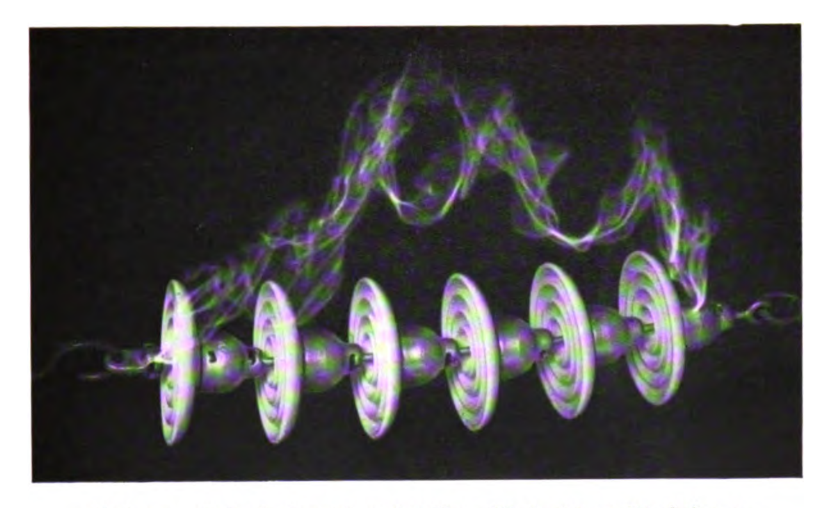
XIII. Unruhige Gleichspannung

Der Gleichspannung übergelagerte Schwankungen oder Schwingungen verbreitern allgemein das Existenzbereich der diskontinuierlichen Formen. Die Gestalt der stetigen Formen wird kaum beeinflußt. Auffallend ist, daß die Ausbildung des positiven Glimmens und des negativen Glimm-

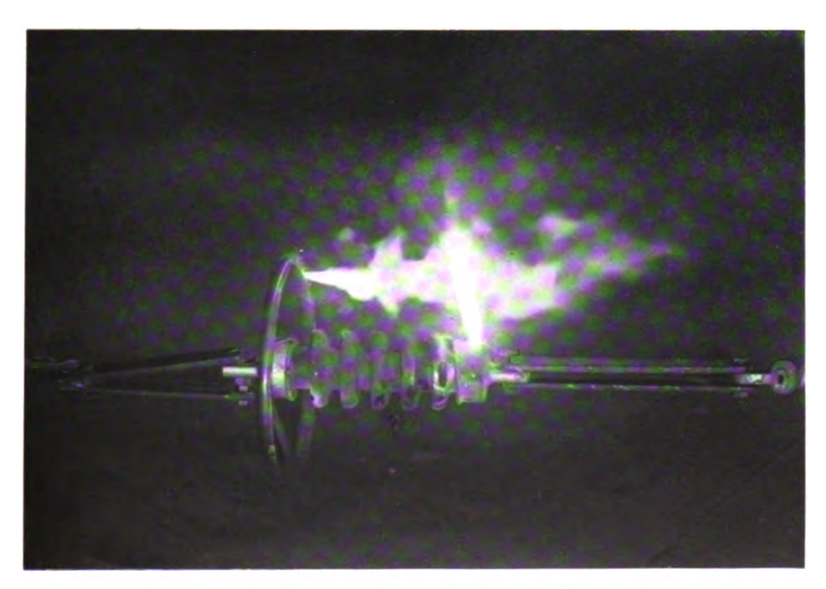
[14]) M. Toepler, Gewitter und Blitze, Mitteilung des Dresdner Elektrotechnischen Vereins 1917, sowie Mitteilungen der Hermsdorf-Schomburg Isolatoren-Ges. 1926, Heft 25. Der Gesellschaft danke ich auch für Überlassung von Phot. 9, 10 und 11, sowie für die Möglichkeit die Messungen zu Abschnitt X in ihrem Versuchsfelde Hermsdorf auszuführen.



(unten) Phot. 9. Büschelbogen bei Wechselspannung (oben)



Phot. 10. Kette horizontal, mehrteiliger Wechselstrom-Büschelbogen



Phot. 11. Lichtbogen bei Wechselstrom (etwa 10 Amp.)

Max. Toepler

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig



lichtes besonders stark behindert erscheint, und daß die Ausbildung von Streifenentladung besonders begünstigt wird.

XIV. Wechselspannung

Bei kleiner Frequenz (bis 100 Hertz) durchläuft die Lichtgestalt der Entladung im Schlagraume innerhalb jeder Periode alle zur jeweiligen Spannung gehörigen Gleichstromformen, wie sie in Abschnitt C ausführlich geschildert sind. Die Verzerrung und das Nachhinken infolge Hysterese ist hier noch nicht sehr stark.

Ohne stroboskopischen Analysator erblickt der Beobachter jeweils im Schlagraume fast nur die vorgeschrittenste Entladungsform. Alle übrigen werden von dieser überdeckt. Da diese vorgeschrittenste Form meist auch die technisch, z. B. für Beurteilung der Wärmebeanspruchung der Isolatoren wichtigste ist, so wird man zweckmäßig jeweils dem gesamten Formenzyklus nach dieser vorgeschrittensten Form benennen. Bei großer Asymmetrie der Elektrode wird man nicht umhin können, zwei solche vorgeschrittenste Formen zu unterscheiden.

In Phot. 9 ist für Wechselspannung ein Büschelbogen angegeben, welcher beiderseits den positiven Elektrodenanteil und das ausgedehnte Zwischenstück deutlich erkennen läßt; in Phot. 10 ist das Zwischenstück mehrteilig. Phot. 11 zeigt einen langen Wechselstromlichtbogen mit Elektrodenanteilen und Zwischenstück.

Durch Wechselspannung wird die Ausbildung elektrodenloser Lichtteile begünstigt. Dies gilt besonders für die Lichterscheinungen in Vertiefungen, Rillen von Porzellanisolatoren. Jetzt begünstigen die in einer Halbschwingung abgelagerten Oberflächenladung das Feld und die Lichterscheinung der nächstfolgenden Halbschwingung.

Bei 10^4 Hertz beginnen die Nachwirkungen der verschiedensten Art (vgl. Abschnitt II) sich schon recht merklich zu machen. Die Ausbildung der einzelnen Formen weicht zum Teil von der der normalen Gleichstromform beträchtlich ab.

Bei 10^6 Hertz sind manche Formen kaum noch wieder zu erkennen. Besonders den positiven Büscheln fehlen (wie schon längst den negativen) die Leuchtfäden, also die Büschelkrone fast völlig. Sie bestehen fast ausschließlich aus Stielen, die sich wurmartig oder schlangenförmig von der Elektrode in den Raum hineinbohren. Bei einiger Übung läßt sich sogar aus ihrer Gestalt auf die Frequenz schließen. Es ist wohl erwünscht, dieser auffallenden Form auch einen besonderen Namen zu geben. Ich möchte die Bezeichnung Wurmbüschel vorschlagen.

Wohin das homogene Leuchten zwischen lichtlosen Elektroden, welches bei höchsten Frequenzen auftritt, zu rechnen ist, ob es, wie ich vermute, eine jetzt auch schon in kleinsten Schlagräumen existenzfähige Form von Büschelband zwischen lichtlosen Elektrodenanteilen darstellt, muß noch untersucht werden.

XV. Spannungsstoß, Gleiterscheinungen

Feste und flüssige Dielektrika im Schlagraume können mittels ihrer Oberflächenladungen die Strombahnen an sich ziehen und auf ihrer Oberfläche konzentrieren.[15] Man spricht dann von

gleitender Entladung.

Bei Gleichstrom verhindern die sich ablagernden wahren Ladungen zumeist die Ausbildung gleitender Entladung.

Auch noch bei Wechselspannung normaler Frequenz treten die Gleiterscheinungen meist nur in Kümmerformen auf.

Die ausgedehnteste Möglichkeit zur Ausbildung von Gleiterscheinungen liegt bei Stoßspannung vor.[16]

Kurz dauernde (10^{-7} sec) Spannungssteigerung (großes $dp:dt$), an einer Spitze, Pol, Gleitpol gegenüber einer rückseits metallisch belegten Isolatorplatte möge zu einem dann nur langsam abklingenden Höchstwerte, der Polspannung, führen. Dies gibt die markanteste, typische Ausbildung von Gleitergüssen auf der unbelegten Isolatoroberseite.

Bei Steigerung der Polspannung hat man nach Überschreiten der Anfangsspannung

- negatives und pos. Polbüschel: radiale auf der Plattenoberfläche aufliegende Leuchtfäden, Länge proportional der Polspannung.
- neg. und pos. Gleitbüschel, Gleitfigur: verzweigte Funkenkanäle, umgeben von Leuchtfäden, beides eng auf der Oberfläche aufliegend, Länge proportional der 3. bis 5. Potenz der Polspannung.

Die Grenzspannung des Polbüschels gegen das Gleitbüschel heißt „Durchspannnung".

Erreicht das Gleitbüschel die andere Elektrode, so entsteht ein „Gleitfunken". Die Stiele langer

[15]) Der Mechanismus der Gleitfunkenbildung ist zuerst von mir in den Annalen der Physik **21** (1906), 193—222 geschildert worden.

[16]) Eine Zusammenfassung und Behandlung der Gesetze der Gleitfunkenbildung ist von mir im Archiv für Elektrotechnik X (1921), 157—185 gegeben worden. Die hier eingeführten Benennungen haben sich ziemlich allgemein verbreitet. Nur die Polbüschel werden oft nach ihrem Entdecker „Lichtenbergsche Figuren" benannt. Kürzlich von Japanern untersuchte circular sparks (Kreisfunken) sind eine Kümmerform von Gleitbüscheln, welche sich nach Überschreiten der Durchspannung infolge zu geringer Geschwindigkeit der Spannungssteigerung um das Polbüschel herum lagern, ähnlich wie schon in Photogramm 3, Annalen der Physik **53** (1917), 234, Tafel I.

Sinkt die Spannung am Gleitpole rasch wieder, so ist im zuerst entstandenen Ergusse, der „Hinfigur" eine Rückschlagfigur, die „Rückfigur" zu unterscheiden, vergleiche M. Toepler, Phys. Zeitschr. **21** (1920), 706.

Gleitbüschel können als „halbe Gleitfunken" bezeichnet werden.

Bei kleinem $dp:dt$ zerfällt das Gleitbüschel in fast regelmäßige Ruckstufen, Teilbüschel, Perlen. Der ganze Erguß besteht jetzt aus Polbüschel, Zwischenbüscheln und Endbüscheln (an den Enden der einzelnen Äste des Ergusses).

Manchmal zerfällt der gesamte Erguß in eine Reihe von Funkenfächern.

Auch elektrodenlose Gleitergüsse sind leicht herstellbar. Sie sind in Vertiefungen, Rillen von Porzellanisolatoren eine bekannte Erscheinung (vgl. Abb. 9). Es sind Funkenkanäle, die einerseits die negative, andere in positive Endbüschel endigen.

Die in Abschnitt VII angegebenen Begriffe positiver Anteil, negativer Anteil, ausgezeichnete Stelle (vgl. Abb. 2f) lassen sich zwanglos auf Gleiterscheinungen übertragen.

Eine technisch wichtige Gruppe bilden die nur teilweise gleitenden Ergüsse. Steht z. B. die Polspitze nicht auf der Platte auf (oder ein Kappenrand nicht unmittelbar auf dem Porzellankörper des Isolators), so hat man zunächst bei kleinen Spannungen eine Leuchterscheinung allein im Raume an der Spitze. Erreicht aber ein Leuchtfaden oder Büschelstiel die Platte, so geht von seinem Auftreffpunkte eine Lichtfigur auf. Letztere kann den Charakter einer Polfigur haben „Sternchen", „Kometen" oder es können bei hinreichender Polspannung vom Auftreffpunkte auch Gleitbüschel ausgehen.

Die ältest bekannten Gleiterscheinungen sind die auf Wasseroberflächen. Zur Kapazität der Oberflächenelemente kommt ihre Aufnahmefähigkeit für Elektrizität infolge elektrolytischer Leitung ins Innere.[17]) Diese elektrolytische Leitfähigkeit der Flüssigkeit macht, je größer sie ist, um so mehr die Ionenbildung in den Leuchtfäden für die Entladung überflüssig. Gleitprozesse auf gut leitenden Elektrolyten bestehen daher nur aus Büschelstielen oder Funkenkanälen ohne Leuchtfäden.

Hierher gehören natürlich auch die Gleitergüsse auf festen Halbleitern, wie Schiefer, Basalt, z. B. das Gleiten der Blitze an eisenhaltigen Gesteinsoberflächen.

Die Leuchtfäden fehlen auch für die Büschelentladung an kleinen Elektroden, welche völlig innerhalb Wasser oder anderen Flüssigkeiten unter Spannung gesetzt werden. Auch hier kann man außer der Anfangsspannung verschiedene Grenzspannungen unterscheiden, also auch „Durchschlagsspannungen" verschiedener Art analog den verschiedenen Funkenspannungen in Luft.

[17]) M. Toepler, Verhandlung der Deutschen Physik. Gesellschaft IX (1907), 426, sowie Annalen der Physik **25** (1908), 745; Physikalische Zeitschr. **8** (1907), 743 und 919.

Mit abnehmendem Luftdrucke nehmen alle Entladungselemente und Entladungsformen an Größe zu, proportional $\sqrt{\frac{1}{b}}$ bis $1:b$. Normal ausgebildete Formen treten demnach nur in sehr großen Räumen oder Gefäßen auf. In Rohren hat man es fast ausnahmslos mit annormalen Kümmerformen zu tun. Hierzu kommt noch der störende Einfluß von Wandladungen. Daher ist es auch kaum möglich und wäre nicht zu rechtfertigen, wenn man die Benennungen für die verkümmerten Lichterscheinungen in Glasrohren denen für die normalen Formen in freier Luft zugrunde legen wollte. Umgekehrt erscheint eine systematische Revision der Benennung der Kümmerformen in zu kleinen Gefäßen wünschenswert.

(Eingegangen am 6. November 1928)

Abhängigkeit des Widerstandes isolierender und anderer Stoffe von der Spannung und Frequenz und ihre Folgeerscheinungen. Experimenteller Nachweis von Raumladungen

Von P. Böning
Woosung, China, Tung-Chi Techn. Hochschule

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 3)

X. Abhängigkeit des Verlustwinkels von der Frequenz.

Nun gilt

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{1}{R''\omega C}.$$

Wie schon betont, spielt die Änderung von C gegenüber der von ω eine untergeordnete Rolle und sei hier zunächst konst. gesetzt.

Also ist

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{1 + gR'\left(G - \frac{H}{\omega} + K\omega\right)}{R'\omega C} \qquad (12)$$

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{1}{R'\omega C} + \left(\frac{g\left(G - \frac{H}{\omega}\right)}{\omega C}\right) + \frac{gK}{C} = (\operatorname{tg}\delta)_1 + (\operatorname{tg}\delta)_2 + (\operatorname{tg}\delta)_3 \qquad (13)$$

Wie sich in bekannter Weise feststellen läßt, durchläuft $(\operatorname{tg}\delta)_2$ ein Maximum bei

$$\omega'' = \frac{2H}{G}$$

Wie vergleichende Messungen mit Gleich- und Wechselstrom gezeigt haben, sind bei vielen Stoffen die Verluste infolge des Widerstandes R' (Gleichstrom) klein gegenüber denen entsprechend dem Widerstand R'' (Wechselstrom). Somit ist das

Maximum von $\mathrm{tg}\,\delta$ nur wenig gegenüber dem von $(\mathrm{tg}\,\delta)_2$ verschoben, zumal die Änderung von C mit der Frequenz gerade in entgegengesetztem Sinne wirkt.

Für geringe Frequenzen und hinreichende Feldstärke verschwindet $(\mathrm{tg}\,\delta)_2$. Der Ausdruck $K\omega$ bedeutet eine Leistung und ist daher sicher abhängig vom Quadrat der Feldstärke; also ist $(\mathrm{tg}\,\delta)_3$ unabhängig von der Spannung. Die unter VIII abgeleitete Beziehung $\mathrm{tg}\,\delta = f(U)$ ist daher durch eine Konstante zu ergänzen, die die dielektrischen Verluste berücksichtigt.

1. Die Konstanten A, B, G, H stehen in gewisser Beziehung zueinander. Es ist nämlich

$$\varepsilon'_{max} \text{ bei } \omega' = \frac{2B}{A}$$

und

$$(\mathrm{tg}\,\delta)_2 = 0 \text{ bei } \omega' = \frac{H}{G}$$

Der spezielle Wert ω' ist in beiden Fällen dann vorhanden, wenn die Ergänzungsionen ausgeschieden sind. Also muß gelten.

$$\frac{2B}{A} = \frac{H}{G}.$$

Da nun das Maximum von $(\mathrm{tg}\,\delta)_2$ bei $\omega'' = 2\frac{H}{G}$ eintritt, so ergibt sich daraus, daß das Maximum des Verlustwinkels bei einem Wert der Frequenz zu erwarten ist, bei welchem die scheinbare D. K. beireits abnimmt.

2. Es besteht noch eine andere Möglichkeit für das Auftreten von Maxima in der $\mathrm{tg}\,\delta$-Kurve.

Die adsorbierten, massebegabten Ionen bilden mit ihren elastischen Unterlagen schwingungsfähige Gebilde, die durch den Zwang des Wechselfeldes erzwungene Schwingungen ausführen. Infolge der Reibungswiderstände werden die Schwingungen gedämpft, d. h. ein Teil der verfügbaren Energie wird in Wärme umgesetzt. Bei Resonanz zwischen Eigen- und Spannungsfrequenz ergibt sich hierbei ein Maximum.

3. Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß bei solchen Stoffen (z. B. Kristallen), bei denen den Ergänzungsionen der Austritt aus der Oberfläche verwehrt ist, ebenfalls Resonanzerscheinungen auftreten können. Der Stoff wirkt dann quasi wie eine Linearantenne. In diesem Zusammenhang sei schließlich erwähnt, daß u. U. die Ergänzungsionen durch Elektronen ersetzt sein können, wodurch dann vollständige Identität mit der Antenne hergestellt ist.

4. Daß auch mechanische Schwingungen des ganzen Körpers mit den behandelten Erscheinungen im kausalen Zusammenhang stehen, ist eine nicht von der Hand zu weisende Annahme (Schwingkristall).

XI. Zusammenfassung

Das Verhalten isolierenden und anderer Stoffe auf Grund der Ionenadsorption an inneren Grenzflächen, insbesondere die Abhängigkeit des Widerstandes von der Spannung wird eingehend untersucht. Es ergeben sich Beziehungen, die den Meßergebnissen an den verschiedenen Stoffen gerecht werden.

In Zusammenhang mit früheren Ableitungen wird ein technischer Isolierstoff dadurch gekennzeichnet, daß die scheinbaren Werte seiner Dielektrizitätskonstanten und seines Widerstandes mit wachsender Spannung abnehmen. Für Gleichspannung ergeben sich durch die Einführung einer „Gegenspannung“ einfache Ausdrücke für diese Abhängigkeiten.

Bei Wechselspannung werden die Verhältnisse außerordentlich kompliziert; durch Einführung eines Ersatzschemas und Vereinfachungen, die jedoch das Grundsätzliche der Erscheinungen nicht berühren, können Beziehungen für die Abhängigkeit des Verlustfaktors $\mathrm{tg}\,\delta$ von der Spannung und Frequenz abgeleitet werden, die — soweit Messungen vorliegen — den Erfahrungen entsprechen. Insbesondere steht das Ergebnis, daß der scheinbare Widerstand eines Isolierstoffs bei Wechselspannung kleiner sein muß als bei Gleichspannung, ferner daß der Verlustfaktor bei einer gewissen Frequenz ein Maximum durchläuft, im Einklang mit Messungen. Auf die Möglichkeiten, daß Resonanzerscheinungen auftreten können, wird hingewiesen.

Im Laufe der Untersuchung wurde auch eine Deutung der Rückstandsbildung gegeben und der Zusammenhang mit der Oberflächenspannung diskutiert. Die Bedeutung der Ionenwehre wird gestreift.

B. Experimenteller Nachweis von Raumladungen

I. Einleitung

Wie aus den theoretischen Betrachtungen (Teil A) hervorgeht, kommt durch das Abwandern der Ergänzungsionen in den Isolierstoffen eine Raumladung zustande, die sich durch eine Gegenspannung gegenüber der erregenden Spannung äußert.

Solche Gegenspannungen sind an Kristallen (Joffé) und Gläsern (Schiller, Sinjelnikoff und Ant. Walther), ferner an Silit festgestellt worden, während sie — soweit Verfasser bekannt ist — an anderen Isolierstoffen nicht beobachtet, bzw. nicht als solche erkannt worden sind.

Da aber das Verhalten der technischen Isolierstoffe wesentlich durch das Vorhandensein der Raumladungen gedeutet werden kann, wie aus allen Untersuchungen erhellt, so erscheint es vor allem erforderlich, den Nachweis dieser Ladungen

bzw. der durch sie bedingten Gegenspannungen experimentell zu liefern. Hiermit beschäftigt sich die folgende Arbeit.

II. Theoretische Grundlagen

In einem Kondensator mit planparallelen Elektroden sei ein Isolierstoff in Plattenform so angebracht, daß er die eine Elektrode innig berührt, von der anderen aber einen gewissen Abstand hat, Abb. 15. Die adsorbierten Ionen (Grenzionen) seien negativ.

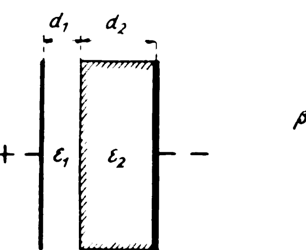


Abb. 15. Zweischichtenkondensator d_1 = Luft, d_2 = Isolierstoff

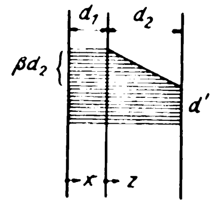


Abb. 16

1. Fall. Wird die anliegende Elektrode negativ, so bewegen sich die positiven Ergänzungsionen nach ihr hin und geben ihre Ladungen ab. Es bleiben die Grenzionen als Raumladungen zurück. Hiernach ergibt sich folgendes Bild der Feldlinien, Abb. 16.

Von der positiven Elektrode gehen Feldlinien durch zur negativen Elektrode. Ihre Zahl sei $= \alpha'$. Außerdem gehen Feldlinien zu den Raumladungen; ihre Zahl sei $\beta \cdot d_2$, da sie unter sonst gleichen Umständen proportional der Dicke d_2 der Isolierplatte ist. Ordnet man sie nach Zahl und Länge, so liegen ihre Endpunkte auf einer gegen die Horizontale geneigten Geraden, deren Steigung der räumlichen Ladungsdichte entspricht. Nunmehr ist die Zahl der Feldlinien in der Luftschicht d_1 (für eine Fläche $F = 1$)

$$\Phi_1' = \alpha' + \beta\, d_2$$

und in der Isolierschicht

$$\Phi_2' = \alpha' + \beta\,(d_2 - z).$$

Ferner gilt für die Luftschicht

$$d\,U_1' = \frac{\Phi_1}{\varepsilon_1}\,d\,x = \frac{\alpha' + \beta\,d_2}{\varepsilon_1}\,d\,x.$$

Also ist die Teilspannung an der Luftschicht

$$U_1' = \frac{\alpha' + \beta\,d_2}{\varepsilon_1}\,d_1.$$

Ebenso ist

$$d\,U_2' = \frac{\alpha' + \beta\,(d_2 - z)}{\varepsilon_2}\,d\,z$$

und damit die Teilspannung an der Isolierschicht

$$U_2' = \frac{\alpha'}{\varepsilon_2}\,d_2 + \frac{\beta}{2\,\varepsilon_2}\,d_2^2.$$

Schließlich wird die Kondensatorspannung

$$U' = U_1' + U_2'.$$

2. Fall. Die anliegende Elektrode werde jetzt positiv, dann stellt sich eine Feldlinienverteilung gemäß Abb. 17 ein.

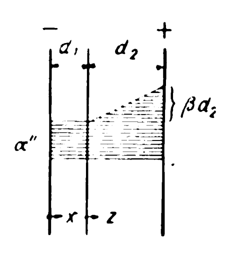


Abb. 17

Die Zahl der Feldlinien in der Luftschicht ist nun

$$\Phi_1'' = \alpha''$$

und damit die Spannung

$$U_1'' = \frac{\alpha''}{\varepsilon_1}\,d_1.$$

Die Zahl der Feldlinien im Isolierstoff ist

$$\Phi_2'' = \alpha'' + \beta\,z$$

und die Spannung

$$U_2'' = \frac{\alpha''}{\varepsilon_2}\,d_2 + \frac{\beta}{2\,\varepsilon_2}\,d_2^2.$$

Also wird die Kondensatorspannung im 2. Fall

$$U'' = U_1'' + U_2''.$$

Vergleich beider Fälle.

Für eine gegebene Anordnung sind alle Größen konstant außer α, das von U abhängig ist. (Ob und wie weit auch β von U abhängt, wird später erörtert werden.)

Es ist also

$$U' = \frac{\alpha'}{\varepsilon_1}\,d_1 + \frac{\beta}{\varepsilon_1}\,d_2\,d_1 + \frac{\alpha'}{\varepsilon_2}\,d_2 + \frac{\beta}{2\,\varepsilon_2}\,d_2^2$$
$$= \alpha' A + B + \alpha' C + D$$

und

$$U'' = \frac{\alpha''}{\varepsilon_1}\,d_1 + \frac{\alpha''}{\varepsilon_2}\,d_2 + \frac{\beta}{2\,\varepsilon_2}\,d_2^2$$
$$= \alpha'' A + \alpha'' C + D.$$

Bei gegebener Spannung in beiden Fällen

$$U' = U'' = U$$

berechnet sich

$$\alpha' = \frac{(U - D) - B}{A + C}$$

und

$$\alpha'' = \frac{U - D}{A + C}.$$

Hiermit wird

$$U_1' = \frac{(U - D) - B}{A + C} \cdot A + B$$

und

$$U_1'' = \frac{U - D}{A + C} \cdot A.$$

Also ergibt sich

$$U_1' - U_1'' = B\left(1 - \frac{A}{A + C}\right)$$

$$= \frac{\beta}{\varepsilon_1} d_2\, d_1 \left(1 - \frac{\frac{d_1}{\varepsilon_1}}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}}\right)$$

$$= \beta\, d_2\, d_1 \left(1 - \frac{d_1}{d_1 + \frac{d_2}{\varepsilon_2}}\right) \quad (\varepsilon_1 = 1).$$

Der Klammerausdruck ist stets eine Zahl > 1; also ist auch stets

$$U_1' > U_1''.$$

Die Differenz ist unabhänig von der Spannung U, falls auch β unabhängig hiervon ist.

Wird die Feldstärke in der Luftschicht mit $\mathfrak{E}_1'$ bzw. $\mathfrak{E}_1''$ bezeichnet, so ist

$$\mathfrak{E}_1' = \frac{U_1'}{d_1}\,; \quad \mathfrak{E}_1'' = \frac{U_1''}{d_1}$$

und

$$\mathfrak{E}_1' > \mathfrak{E}_1'',$$

in Worten: Bei gleicher Kondensatorspannung U ist die Feldstärke in der Luftschicht größer, wenn die anliegende Elektrode negativ ist. Berechnet man in ähnlicher Weise die Feldstärke $\mathfrak{E}_1$, die vorhanden sein müßte, wenn ein idealer Isolierstoff, d. h. ein solcher ohne Ionen, mit der D. K. ε_2 vorläge, so ergibt sich, daß der Wert $\mathfrak{E}_1'$ von $\mathfrak{E}_1$ ebensoviel nach oben abweicht, als $\mathfrak{E}_1''$ nach unten; also ist

$$\mathfrak{E}_1' - \mathfrak{E}_1 = \mathfrak{E}_1 - \mathfrak{E}_1''.$$

Wird dies experimentell festzustellen sein, so kann damit die Existenz der theoretisch geforderten Raumladungen im Isolierstoff als nachgewiesen gelten.

III. Versuchsanordnung

Es handelt sich also darum, bei gegebener Kondensatorspannung U entweder die Teilspannungen U_1' bzw. U_1'' oder die Feldstärken $\mathfrak{E}_1'$ bzw. $\mathfrak{E}_1''$ zu messen und zu vergleichen.

Die unmittelbare Ermittlung der Spannungsverteilung stößt auf Schwierigkeiten. Es fehlt einerseits ein Anschlußpunkt für das Elektrometer an der Grenze Isolierstoff–Luft, andererseits würde die Kapazität des Elektrometers die Verhältnisse in nicht leicht übersehbarer Weise verändern.

Man könnte zwar zwischen der freien Elektrode und der Erde ein Elektrometer schalten, dessen Angaben dann als Maß für die gesuchten Teilspannungen dienen können, aber man hat dann die höchsten Ansprüche an die Isolation zu stellen. Man umgeht die Schwierigkeiten, indem man die Anordnung selbst als Elektrometer ausbildet und die Feldstärken mißt.

Dies ist in folgender Weise geschehen Abb. 18.

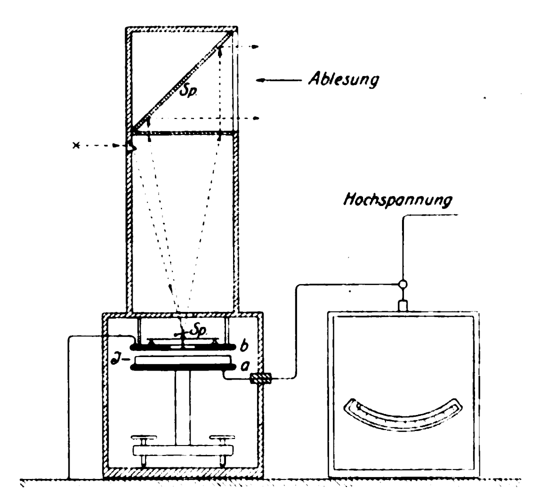


Abb. 18. Meßanordnung

Die Kondensatorelektroden (a, b) sind horizontal angeordnet, um die Isolierstoffe leicht auflegen zu können. Die obere Platte enthält eine Öffnung von etwa 4 cm Durchmesser, in der sich eine leichte Aluminiumscheibe frei bewegen kann. Die Scheibe ist mit der Mitte einer Blattfeder verbunden, die an den Enden auf Spitzen gelagert ist. Unter dem Einfluß des Feldes ($\mathfrak{E}_1'$ bzw. $\mathfrak{E}_1''$) wird die Scheibe nach unten gezogen, wobei die Blattfeder die Gegen- bzw. Richtkraft liefert.

Die Durchbiegung der Feder überträgt sich auf einen kleinen drehbaren Spiegel, der einen Lichtstrahl nach einer Mattscheibe mit Skala ablenkt. Mittels des schrägen Spiegels kann der Ausschlag leicht abgelesen werden. Entsprechend dem Charakter des Instruments (nach Art der Thomsonschen Wage) wäre der Ausschlag proportional dem Quadrat der Feldstärke, wenn die Scheibe sich im Verhältnis zum Abstand der Gegenelektrode nur sehr wenig bewegen würde.

Im vorliegenden Fall ergab sich mit hinreichender Genauigkeit innerhalb des Messbereichs:

$$\alpha = 10{,}0\,\mathfrak{E}_1^{2,25} \qquad \mathfrak{E}_1 \text{ in kV/mm}.$$

Als Spannungsquelle wurde ein Transformator ($f = 50$) mit Röhrengleichricher (Glühkathode) verwendet. Zwecks Ausgleichs der Spannungsschwankungen wurden Spulen vor- und Konden-

satoren parallel eingeschaltet. Die Spannung (U) wurde mittels eines Elektrometers gemessen.

IV. Untersuchungsmaterial und -vorgang

Untersucht wurden zunächst Platten aus gebräuchlichem Isoliermaterial (z. B. Hartpapier). Sie wurden auf der unteren Seite mit einer Scheibe Stanniol versehen, um eine gute Verbindung mit der Unterlage (untere Elektrode der Anordnung) herzustelleu. Abb. 19 veranschaulicht allgemein das Ergebnis (Kurven I, II). Es ist die Feldstärke $\mathfrak{E}_1'$ bzw. $\mathfrak{E}_1''$ bei negativer bzw. positiver anliegender Elektrode in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U aufgetragen. Ferner sind

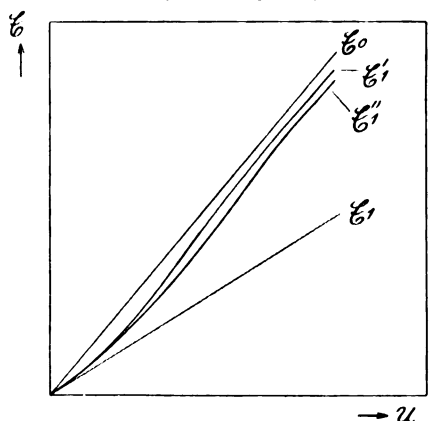


Abb. 19. Die Feldstärke in der Luft des Zwischenkondensators in Abhängigkeit von der Gesamtspannung $\mathfrak{E}_1$ = ideales Dielektrikum, $\mathfrak{E}_0$ = leitender Stoff, $\mathfrak{E}_1'$, $\mathfrak{E}_1''$ = technischer Isolierstoff

zwei Geraden ($\mathfrak{E}_1$ und $\mathfrak{E}_0$) gezogen. Die erste stellt die Abhängigkeit der Feldstärke von der Spannung dar, wenn es sich um ein ideales Dielektrikum ohne Ionen, die zweite, wenn es sich um ein sehr schlechtes Dielektrikum mit guter Leitfähigkeit handeln würde, bei dem die ganze Spannung an der Luftschicht liegt.

Die Kurven I und II wurden in der Weise gewonnen, daß die Spannung stufenweise um je 1000 Volt gesteigert und jeweils 5 Minuten konstant gehalten wurde. Es hatte sich nämlich gezeigt, daß die Feldstärke nach Einstellung einer Spannungsstufe immer etwas zunahm. Nach 5 Minuten war die Zunahme unmerklich.

Der Verlauf der Kurven erklärt sich vollkommen aus der bekannten Theorie der geschichteten Dielektrika von Maxwell-Wagner. Die im Isolierstoff stets vorhandenen dissoziierten Ionen werden unter dem Einfluß des Feldes nach der Grenze Stoff–Luft getrieben; sie erhöhten die Feldstärke in der Luftschicht so lange, bis sich ein Gleichgewichtszustand zwischen den zugeführten und abgeführten Ladungen eingestellt hat. Je leitfähiger ein Material ist, desto mehr werden sich die Kurven I, II der Grenzkurve ($\mathfrak{E}_0$) nähern.

Hier zeigt sich deutlich ein Unterschied zwischen den Kurven bei negativer und positiver anliegender Elektrode. Ist die anliegende Elektrode negativ, so werden negative Ionen nach der Luftgrenze getrieben; diese sind beweglicher als die positiven Ionen, oder, was dasselbe ist, der Stoff ist für negative Ionen „leitfähiger", als für positive. Daher verläuft die entsprechende Kurve näher der Grenzkurve, also höher, als die bei positiver anliegender Elektrode.

Der gesuchte Effekt zeigte sich also nicht; die Kurven lehrten aber, aus welchem Grunde dies auch nicht erwartet werden konnte.

Die Stoffe sind relativ zur Luft so leitfähig, daß auf sie eine nur geringe Spannung bzw. Feldstärke entfällt. Da aber zur Trennung der Ergänzungsionen von den Grenzionen, also zur Erzwingung des Effektes, eine bestimmte Mindestfeldstärke notwendig sein wird, so wurde vermutet, daß bei den bisherigen Versuchen dieses Mindestmaß nicht erreicht wurde.

Die Apparatur gestattete es nicht, die Spannung weiter zu erhöhen (obere Grenze: $\sim$ 9500 V); auch bot die Durchbruchfeldstärke der Luft eine natürliche Schranke.

Für die weiteren Versuche wurde daher ein anderes Versuchsmaterial gewählt, das nach folgenden Gesichtspunkten zusammengestellt war. Erstens sollte es eine geringe Dielektrizitätskonstante aufweisen, um schon hierdurch eine höhere Feldstärke zu erzielen. Zweitens sollte die Leitfähigkeit möglichst gering sein, damit sich die oben erörterte Erscheinung in möglichst geringem Maße zeigte. Drittens sollte der Stoff reich an inneren Grenzflächen sein, um den Effekt möglichst deutlich hervortreten zu lassen.

Die ersten beiden Bedingungen wurden bei Paraffin als erfüllt angesehen (D. K. = 2,2 gegen 4 bei Hartpapier; geringere Volumen- und Oberflächenleitfähigkeit). Die dritte wurde dadurch künstlich geschaffen, daß dem Paraffin kolloidale Stoffe (Kolophonium) oder Faserstoffe (Holzmehl) beigemengt wurden.

V. Ergebnisse

Mit diesen Materialien[18]) zeigte sich der gesuchte Effekt mit aller wünschenswerten Deutlichkeit (Abb. 20 u. 21). Die Spannung wurde, wie früher, stufenweise erhöht, wobei sie dann jeweils 5—10 Min. konstant gehalten wurde, bis sich keine Änderung des Ausschlags mehr ergab. Im Anfang zeigte sich das gleiche Verhalten wie bei den früher untersuchten Stoffen: der Ausschlag wuchs noch etwas mit der Zeit. Von einer bestimmten Spannung an zeigte sich aber nach jeder Spannungserhöhung ein Nachgeben des Ausschlags, d. h.

[18]) Später auch bei Hartgummi.

also eine Verringerung der Feldstärke in der Luftschicht; der Ausschlag wuchs weniger als proportional der Spannung.

Es ergab sich so eine Kurve $O - A$ (Abb. 20), die an eine Erwärmungskurve erinnert. Wie bei

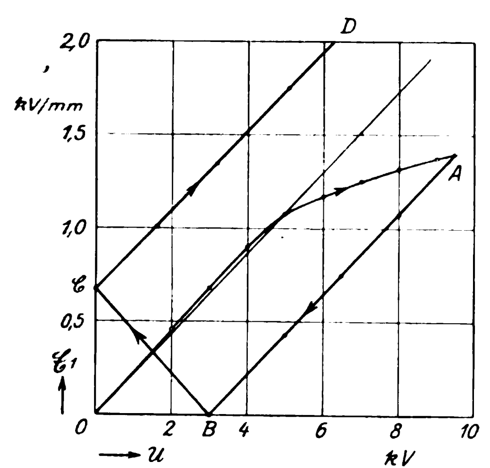


Abb. 20. Die Feldstärke in der Luft des Zweischichtenkondensators in Abhängigkeit von der Spannung. Kolophonium-Paraffin

dieser (Zuführung und Abführung der Wärme) sind auch hier zwei gegenläufige Vorgänge zu vermuten, die sich zunächst noch die Wage halten. Bei Kolophonium–Paraffin (Abb. 20) blieben die Verhältnisse stabil bis zur höchsten verfügbaren Spannung (9500 V), bei Holz–Paraffin (Abb. 21) aber

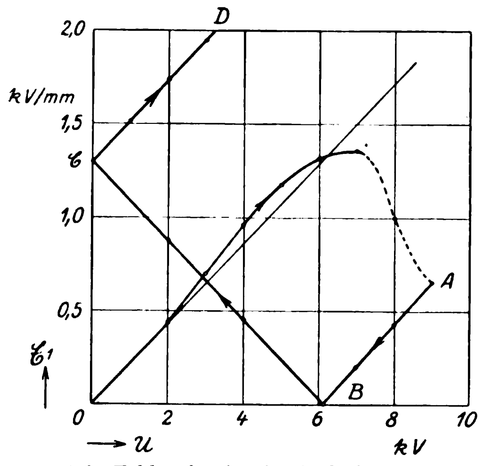


Abb. 21. Die Feldstärke in der Luft des Zweischichtenkondensators in Abhängigkeit von der Spannung. Holzmehl-Paraffin

fiel der Ausschlag von etwa 7000 V an sehr rasch herunter und wurde bei etwa 9000 V stabil. Offenbar ist die beobachtete Erscheinung der Ausdruck eines Vorganges, der sich im Innern des Isolierstoffs vollzieht, der also von der Spannung, bzw. Feldstärke und der Zeit abhängt. Es liegt nahe, diesen Vorgang mit der Ablösung der Ergänzungsionen von den Grenzionen zu identifizieren. Hierfür spricht auch der Umstand, daß erst eine bestimmte Feldstärke („Mindestfeldstärke") erreicht sein muß, bis der Vorgang einsetzt.

Als entscheidend hierfür müssen aber die Folgeerscheinungen angesehen werden.

Geht man mit der Spannung herunter bis auf Null und — nach Wechsel der Polarität — wieder hinauf, so durchläuft die Feldstärke den Linienzug A–B–C–D und zurück, wenn der Gang der Spannung umgekehrt wird.

Die Linien A–B und C–D sind ||, d. h. ihr Abstand ist konstant, wie theoretisch gefordert wird.

Zieht man die Mittellinie zwischen A–B und C–D, so müßte sie der Geraden $\mathfrak{E}_1$ (Abb. 19) entsprechen, also dem Isolierstoff ohne Ionen. Tatsächlich fällt sie im Anfang mit der ursprünglichen Kurve O–A zusammen, die dann weiterhin aus den früher erörterten Gründen zuerst nach oben abweicht.

Es besteht nun die Tatsache, daß die Feldstärke in der Luftschicht spontan geringer wird, wenn die angelegte Spannung einen gewissen Wert erreicht. Der Zustand nach Ablauf der Erscheinung scheint also dem in Abb. 17 gekennzeichneten zu entsprechen. Da hierbei die anliegende Elektrode negativ war, so wären die adsorbierten Ionen in diesem Fall positiv anzunehmen.

Dies würde mit anderweitigen Erfahrungen bei Kolophonium übereinstimmen, wonach die dispersen Teilchen in Lösungen in der Tat positive Ladungen tragen.[19]) Hier handelt es sich ja auch zunächst um eine Lösung von Kolophonium in Paraffin, die dann nachträglich erst erstarrt ist. Bei dem Holzpulver liegen die Verhältnisse ähnlich.

Wurde der Versuch — nach einer Zwischenzeit von einigen Tagen! — so wiederholt, daß bei Beginn die anliegende Elektrode positiv war, so wäre zu erwarten gewesen, daß sich bei einer gewissen Spannung die Kurve beschleunigt nach oben wenden würde, damit der Zustand gemäß Abb. 16 erreicht würde. Wenn auch gelegentlich ein Ansatz hierzu festgestellt wurde, so gelang es doch nicht, mit der vorliegenden Apparatur, insbesondere mit der verfügbaren Spannung, die Erscheinung eindeutig herbeizuführen. Dies hat seinen natürlichen Grund. Im ersten Fall (anliegende Elektrode negativ) liegen die Verhältnisse so: wenn die Mindestfeldstärke erreicht ist, bei der die Ergänzungsionen anfangen abzuwandern, wird der Zustand labil. Denn ohne daß die Spannung weiter erhöht würde, wächst die Feldstärke im Isolierstoff immer weiter an und be-

[19]) P. Böning, Über das Auftreten freier elektrischer Ladungen beim Strömen isolierender Flüssigkeiten und kolloid. Lösungen durch Faserstoffe, Diss. Braunschweig 1926.

schleunigt dadurch den Vorgang. Im zweiten Fall (anliegende Elektrode positiv) führt dagegen die Abwanderung der Ionen eine Schwächung der Feldstärke herbei und verzögert damit den Vorgang. Offenbar ist eine viel höhere Spannung notwendig, um die Erscheinung in diesem Falle zu erzwingen. Möglicherweise spielen hier auch noch andere Vorgänge mit, die sish z. Zt. noch nicht übersehen lassen.

Folgende Möglichkeit ist noch zu diskutieren. Man könnte das mehr oder weniger schnelle Abfallen der Feldstärke in der Luftschicht nach Erreichen eines gewissen Wertes etwa damit erklären, daß man annimmt, es trete eine merkliche Leitfähigkeitserhöhung der Luft ein. Es müßte also eine Ionisationsquelle auftreten, die dauernd wirksam bleiben müßte. Das homogene Feld zwischen den planparallelen Elektroden hat beim Beginn der Erscheinung etwa den Wert 10 kV/cm, aiso etwa $^1/_3$ der Durchbruchfeldstärke der Luft; es kann daher nicht für die Erscheinung verantwortlich gemacht werden. Dagegen wäre an Spitzenentladungen zu denken. Die untersuchten Stoffe hatten zwar eine geglättete Oberfläche, immerhin wäre es möglich, daß — besonders beim Holz–Paraffin — einzelne Spitzen aus der Oberfläche hervorragen und glimmen können. Nach dieser Richtung angestellte Versuche im Dunkeln fielen negativ aus. Wenn die Richtung der Spannung umgekehrt und dadurch die Feldstärke in der Luft verdoppelt wurde, so hätte bei dem Vorhandensein einer Spitzenwirkung ebenfalls eine Ionisation und rasche Schwächung der Feldstärke eintreten müssen, was aber nicht der Fall war. Die Feldstärke sank vielmehr langsam; erst nach mehr als 30 Minuten war die Feldstärke auf etwa 1 kV/mm gesunken.

Von besonderer Bedeutung sind noch folgende Beobachtungen. Bei zwei Proben der Holz–Paraffinmischung, die in gleicher Weise hergestellt waren, zeigte die eine den Effekt deutlicher als die andere. Eine mikroskopische Untersuchung stellte fest, daß der Stoff mit dem stärkeren Effekt feine Risse enthielt, die wahrscheinlich bei dem Geraderichten entstanden waren.

So wurde vermutet, daß der stärkere Effekt darin seine Ursache habe, daß sich die Ergänzungsionen infolge dieser feinen Spalten leichter bewegen konnten als in dem dichten Material. Daraufhin wurde die zweite Probe so behandelt, daß in ihr auch eine Lockerung des Gefüges eintrat: in der Tat zeigte sich nun der Effekt bedeutend gesteigert. Umgekehrt müßte der Effekt verkleinert werden, wenn den Ionen der Austritt aus dem Stoff verwehrt würde. Die Oberfläche des Stoffes wurde mit einer feinen Kollodiumhaut überzogen. Nunmehr war der Effekt Null.

Abhängigkeit von der Temperatur. Es sei hier noch kurz auf den Einfluß der Temperatur eingegangen. Die Versuche wurden bei verschiedenen Raumtemperaturen (17—20° C) wiederholt. Es zeigte sich ein deutlicher Unterschied in dem Sinne, daß die Labilität des Vorganges bei einer geringeren Spannung bzw. Feldstärke einsetzte, wenn die Temperatur höher war. —

VI. Zusammenfassung und Schluß.

Vorliegende Arbeit behandelt den experimentellen Nachweis von Raumladungen in Isolierstoffen unter dem Einfluß elektrischer Felder, deren Existenz für das Verhalten der Isolierstoffe verantwortlich gemacht worden ist.

Es wird zunächst theoretisch abgeleitet, welche Unterschiede in der Spannungsverteilung bei einem Zweischichtenkondensator bei verschiedener Richtung der Spannung eintreten müßten, wenn Raumladungen vorhanden sind.

Dann wird gezeigt, daß diese Unterschiede in der Tat auftreten, was mittels einer besonderen Apparatur nachgewiesen werden kann.

Meßergebnisse an Kolophonium—Paraffin und Holzmehl—Paraffin werden mitgeteilt und diskutiert.

Auf eine Labilitätserscheinung wird hingewiesen und der Temperatureinfluß auf den Vorgang gestreift.

Dann wird die Beobachtung mitgeteilt, daß eine Lockerung des Gefüges des untersuchten Stoffes eine Erhöhung der Wirkung zur Folge hat, ferner daß eine Kollodiummembran dieselbe herabsetzt. Beide Ergebnisse entsprechen den theoretischen Erwartungen.

(Eingegangen am 18. Dezember 1928)

Die Wirkung einer endlichen Schirmplatte auf die Schallstrahlung eines Dipoles

Von M. J. O. Strutt

I. Einleitung

Eine Kolbenmembran, die frei in Luft schwingt, wird nur wenig Energie ausstrahlen, solange ihre Abmessungen klein sind in bezug auf die Wellenlänge. Dies rührt hauptsächlich von der Luftzirkulation zwischen Vorder- und Rückseite her, welche einen Ausgleich der Druckschwankungen und damit eine Vernichtung der Schallwellen im Gefolge hat. Rice und Kellogg[1]) haben darauf hingewiesen, daß dies die wesentliche Ursache

[1]) Journ. Am. Inst. El. Eng. 1925, S. 982.

davon ist, daß ein guter Lautsprecher ohne umgebende Schirmplatte die niedrigen Frequenzen schlecht wiedergibt. Die Schirmplatte verhindert die Luftzirkulation und somit die Zerstörung der Schallwellen und trägt dazu bei, daß der Lautsprecher die niedrigen Frequenzen besser ausstrahlt. Es ist klar, daß eine unendlich ausgedehnte Schirmplatte dieses Ziel in vollkommener Weise erreicht, aber zugleich die Hälfte des Lautsprechers abschließt. In Wirklichkeit verwendet man nur Schirmplatten endlicher Ausdehnung und hier tritt sofort die Frage auf, wie groß die Schirmplatte sein soll. Wir erwarten, daß die Vergrößerung einer Schirmplatte über ein gewisses Maß hinaus nur wenig Einfluß haben wird, da praktisch die Verhältnisse denjenigen mit unendlicher Schirmplatte nahegekommen sein werden. Phasenbetrachtungen ergeben, daß dieser „Sättigungswert" des Plattenhalbmessers ungefähr gleich einer Viertelwellenlänge sein muß. Um hierüber zu entscheiden, wurde die Schirmwirkung numerisch näher verfolgt.

Der mathematisch richtige Weg zur Lösung wäre, daß man ein sehr abgeplattetes Rotationsellipsoid an den Enden der kurzen Achse mit zwei Schallquellen gleicher Stärke aber entgegengesetzter Phase versehen würde. Es zeigt sich aber, daß die hierzu notwendige harmonische Analysis auf dem Ellipsoid nicht weit genug entwickelt ist, um numerische Ergebnisse zu erhalten für Abmessungen, vergleichbar mit der Wellenlänge. Das Modell, mit dem gerechnet wurde, besteht aus einer starren Kugel, die an den Enden eines Durchmessers zwei Schallquellen gleicher Stärke aber entgegengesetzter Phase trägt. Der numerische Teil kann hiermit weit genug geführt werden, um alle wesentlichen Punkte zu überblicken.

II. Gesamte Energiestrahlung

Wenn auf einer Kugel Schallquellen symmetrisch in bezug auf einen Durchmesser verteilt sind, wobei die Geschwindigkeitsamplitude durch $U(\vartheta)$ gegeben ist (ϑ Winkel mit der Symmetrieachse) wird das Geschwindigkeitspotential in irgendeinem Punkte:

$$\left.\begin{aligned}\psi = -\frac{c^2}{r}\,e^{ik(dt-r+c)}\\ \cdot\sum_{n=0}^{\infty}\frac{f_n(ikr)}{F_n(ikc)}(n+\tfrac{1}{2})P_n(\mu)\cdot\int_{-1}^{1}U\,P_n(\mu)\,d\mu\,,\end{aligned}\right\}\quad (1)$$

wo

ψ das Geschwindigkeitspotential,

$\lambda = \frac{2\pi}{k}$ die Wellenlänge,

c den Kugelhalbmesser,

d die Schallgeschwindigkeit,

t die Zeit,

i die imaginäre Einheit,

r den Abstand vom Kugelmittelpunkt,

P_n die Legendresche Funktion der Ordnung n,

μ den Kosinus von ϑ

bezeichnen.

Für große Werte von r, also weit von den Schallquellen, haben wir $f_n(ikr) = 1$. Die Funktionen F_n sind durch die folgenden Ausdrücke gegeben:

$$F_1(ix) = 2 + i\left(x - \frac{2}{x}\right),$$

$$F_3(ix) = 7 - \frac{60}{x^2} + i\left(x - \frac{27}{x} + \frac{60}{x^3}\right),$$

$$F_5(ix) = 16 - \frac{735}{x^2} + \frac{5670}{x^4} + i\left(x - \frac{135}{x} + \frac{2625}{x^3} - \frac{5670}{x^5}\right),$$

$$F_7(ix) = 29 - \frac{4284}{x^2} + \frac{148995}{x^4} - \frac{1081080}{x^6} + i\left(x - \frac{434}{x} + \frac{29925}{x^3} - \frac{509355}{x^5} + \frac{1081080}{x^7}\right) \text{ usw.}$$

Es wird sich ergeben, daß wir nur ungerade Indizes brauchen.

In unsrem Modell für die Kolbenmembran mit Schirmplatte ist U nur von Null verschieden für $\mu = \pm 1$ und in diesen Punkten hat U gleiche Werte entgegengesetzten Vorzeichens. Das Integral in (1) ergibt also Null für alle gerade n und wir bekommen:

$$\left.\begin{aligned}\psi = -\frac{1}{\pi r}\,e^{ik(dt-r+c)}\\ \sum_{n=1,3,5\ldots}\frac{f_n(ikr)}{F_n(ikc)}(n+\tfrac{1}{2})P_n\,Q\,,\end{aligned}\right\}\quad (2)$$

wo Q das Produkt der vorgegebenen Geschwindigkeitsamplitude und der Fläche des Kolbenmembrans für eine Seite bezeichnet.

Aus (2) findet man für die gesamte von unsrem Modell ausgestrahlte Energie:

$$W = \varrho\,\frac{k^2 d t}{2\pi}\,Q^2\cdot 2e\,,\quad (\varrho \text{ Luftdichte}) \qquad (3)$$

wo

$$e = \sum_{n=1,3,5\ldots}\frac{n+\frac{1}{2}}{\alpha_n^2+\beta_n^2} \qquad (4)$$

und

$$F_n(ikc) = \alpha_n + i\beta_n\,.$$

Die Größe e ist also ein Maß für die gesamte Energiestrahlung bei konstanter Frequenz und

konstantem Q, in Abhängigkeit der Kugelabmessungen, gemessen an der Wellenlänge.

Die numerische Auswertung von (4) ergibt:

kc	,5	,8	1,0	1,3	1,5	2,0	2,2
e	,0925	,218	,300	,369	,372	,344	,336
kc	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	10
e	,349	,407	,423	,404	,411	,443	,460

Alle Rechnungen, angefangen mit der Tabellierung von α_n und β_n sind mit einem Schieber von 25 cm ausgeführt worden. Die letzte Stelle ist folglich unsicher. Die berechneten Werte α_n β_n findet man im Anhang. Für $kc = 0{,}5$; 1,0; 2,0 und 10 sind Rechenergebnisse von Lord Rayleigh[2]) benutzt worden.

Es ist wünschenswert, e zu kennen für eine unendlich große Schirmplatte ($kc \longrightarrow \infty$). In diesem Fall haben wir zweimal einen einfachen Punktstrahler nahe an einer unendlichen Wand und die ausgestrahlte Energie wird:

$$W = 2\frac{\varrho k^2 d t}{4\pi} Q^2. \tag{5}$$

Aus (3) und (5) ergibt sich, daß e für $kc \longrightarrow \infty$ gleich 0,5 wird.

Hierbei ist c der Kugelhalbmesser und

$$kc = \frac{2\pi c}{\lambda}.$$

Wir können erwarten, daß der kürzeste Luftweg an unsrem Kugelmodell verglichen werden kann mit dem kürzesten Luftweg bei einer ringförmigen Schirmplatte, also:

$$kc = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{4a}{\lambda},$$

wo a den Halbmesser des äußeren Schirmplattenumfangs darstellt (Abb. 1). Die obige Tabelle für e ist in der Abb. 2 veranschaulicht worden.

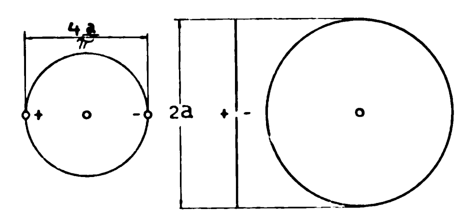


Abb. 1. Zuordnung von Kugelmodell mit zwei Punktstrahlern (links) zur ebenen Schirmplatte mit zwei Punktstrahlern (rechts)

Man sieht, daß die Vergrößerung von a oberhalb $4a = \lambda$ nur wenig Einfluß ausübt. Hier haben wir also den in der Einleitung erwähnten Sättigungswert des Schirmplattenhalbmessers vor uns. Wenn $4a = \lambda$, ist der kürzeste Luftweg von der Vorder- zur Hinterseite des Lautsprechers, oder, in unsrem Modell, von der positiven zur negativen Quelle gleich der halben Wellenlänge, was also dem aus Phasenbetrachtungen sich ergebenden Wert entspricht. Interessanterweise ergibt sich aus Abb. 2, daß der e-Wert für $4a = \lambda$ nur 60 % des e-Wertes bei unendlicher Schirmplatte beträgt. Eine Vergrößerung von a bis

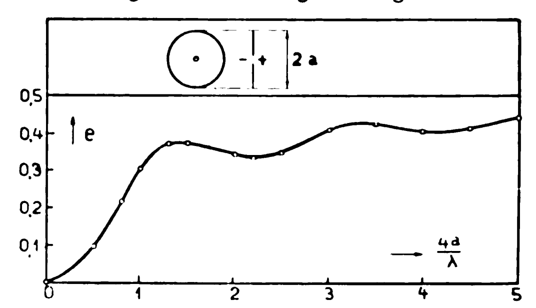


Abb. 2. Gesamte Energiestrahlung e als Funktion des Quotienten vom Schirmplattenhalbmesser zur Viertelwellenlänge

$4a = 3\lambda$ erhöht e auf etwa 80 % des Endwertes. Die erste Schwankung in der e-Kurve ist etwa 10 % des entsprechenden e-Wertes, und dürfte somit bei sorgfältiger Messung nachzuweisen sein.

III. Richtwirkung

Eine kreisförmige Kolbenmembran in einer unendlichen Schirmplatte hat eine starke Richtwirkung, sobald die Membranabmessungen größer als die Wellenlänge sind, wobei die entstehenden Strahlungsdiagramme den wohlbekannten Beugungserscheinungen an einem kreisförmigen Spalt ganz analog, ja sogar gleich sind. Ist die Kolbenmembran klein gegenüber der Wellenlänge, so ist keine Richtwirkung vorhanden, solange die Schirmplatte unendlich ist. Eine endliche Schirmplatte kann aber bei einer solchen Kolbenmembran noch ausgesprochene Richtwirkungen hervorrufen. Aber an Stelle eines starken und schmalen Hauptstrahles nebst einigen kleinen Begleitstrahlen, wie im zuerst betrachteten Fall, können wir mit einer endlichen Schirmplatte und sehr kleiner Membran nur einige breite Strahlen (besser: Strahlkegel) erwarten.

Um die Strahlungsdiagramme für verschiedene a zu berechnen, müssen wir auf (2) zurückgreifen. Die Hilfsgrößen F und G seien gegeben durch:

$$F + iG = \sum_{n=1,3,5\ldots} \frac{n+\frac{1}{2}}{F_n(ikc)} P_n(\mu); \tag{6}$$

dann ist

$$I = F^2 + G^2$$

ein Maß für die Intensität in der Richtung $\mu = \arccos \vartheta$ in Abhängigkeit von $4a/\lambda$. Ich habe F, G und I aus (6) für verschiedene μ und für $kc = 4a/\lambda = \frac{1}{2}$; 1 und 2 berechnet. Hierbei

[2]) Theory of Sound, 2. Auflage, Bd. II, S. 255 und Sc. Papers, V, S. 156.

wurden Zahlen von Rayleigh benutzt. Das Ergebnis findet sich in der nachfolgenden Tabelle:

$4\,a/\lambda = \frac{1}{2}$

$\vartheta = \arccos \mu$ . .	0°	15°	30°	45°	60°
F	,1811	,1754	,1589	.1312	,0928
G	,3168	,3069	,2780	,2292	,1643
$F^2 + G^2 = I$ . .	,1331	,1250	,1024	,0697	,0356

$4\,a/\lambda = 1$

$\vartheta = \arccos \mu$ . .	0°	15°	30°	45°	60°
F	,5540	,5428	,5046	,4324	,3206
G	,2705	,2662	,2501	,2171	,1631
$F^2 + G^2 = I$ . .	,3790	,3660	,3173	,2346	,1297

$4\,a/\lambda = 2$

$\vartheta = \arccos \mu$ . .	0°	15°	30°	45°	60°	75°
F	,2737	,3119	,4011	,4772	,4552	,2847
G	,1359	,1554	,2117	,2388	,2275	,1419
$F^2 + G^2 = I$ . .	,0934	,1214	,2065	,2806	,2593	,1016

Da die Rechnung mit einem Schieber von 25 cm ausgeführt wurde ist die letzte Stelle unsicher.

Die letzte Tabelle ist in den Abb. 3 bis 5 veranschaulicht worden. Für $4\,a/\lambda = \frac{1}{2}$ ist die

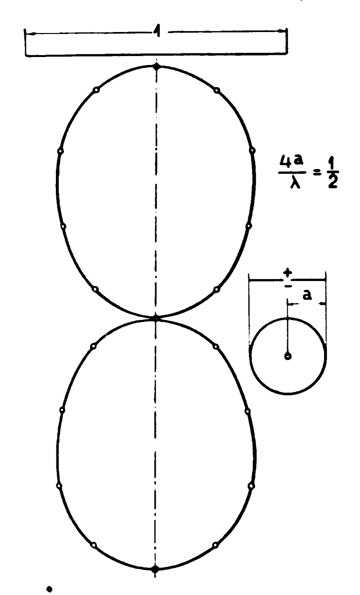


Abb. 3. Durchschnitt durch das Strahlungsdiagramm zweier abgeschirmter Punktstrahler für einen Schirmplattenhalbmesser gleich einer Achtelwellenlänge

Abweichung vom Kosinusgesetz, das für $a \to 0$ exakt gilt, noch nicht stark. Die Schallintensität, welche für $a \to 0$ ebenfalls nach Null strebt, ist noch schwach. Eine Vergrößerung von a bis $4\,a = \lambda$ ruft eine starke Intensitätsvergrößerung hervor, während zugleich die Abweichung vom Kosinusgesetz deutlich wird. Für $4\,a/\lambda = 2$ haben sich zwei (in der Abbildung) geschiedene Strahlen (im Raum ein Strahlkegel) gebildet. Wir dürfen erwarten,

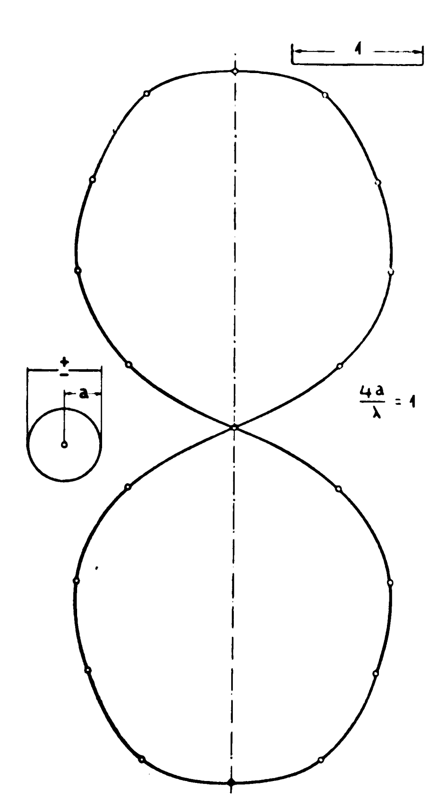


Abb 4. Durchschnitt durch das Strahlungsdiagramm zweier abgeschirmter Punktstrahler für einen Schirmplattenhalbmesser gleich einer Viertelwellenlänge

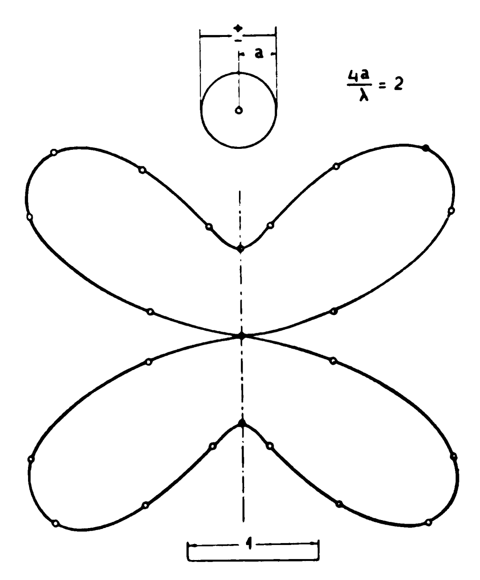


Abb. 5. Durchschnitt durch das Strahlungsdiagramm zweier abgeschirmter Punktstrahler für einen Schirmplattenhalbmesser gleich einer halben Wellenlänge

daß sich bei weiterer Vergrößerung von a noch mehr gesonderte Strahlkegel bilden, während das gesamte Strahlungsbild für sehr große $a \to \infty$ sich der Kugel immer mehr nähert.

Aus der obigen Tabelle können wir leicht die Phasenwinkel $\theta = \operatorname{arc\,tg} G/F$ für jede Richtung berechnen, die aber unter sich nicht stark variieren mit ϑ.

IV. Strahlung zweier Punktstrahler ohne abschirmende Kugel

Die Annahme, daß unser Kugelmodell die Wirkung einer ebenen ringförmigen Schirmplatte gut darstellt, beruht auf der Hypothese, daß der kürzeste Luftweg zwischen Vorder- und Hinterseite der Kolbenmembran den wesentlichsten Faktor bei der Schallstrahlung darstellt. Wenn dies richtig ist, muß die Vergrößerung des Abstandes zwischen zwei gleichen Schallquellen entgegengesetzter Phase wesentlich gleich wirken, wie die Vergrößerung der Kugel in unserem Modell.

Eine einfache Rechnung ergibt das Geschwindigkeitspotential von zwei derartigen Quellen je der Stärke Q:

$$\psi = -\frac{Q}{2\pi r} e^{ik(at-r)} \sin\left(k\frac{d_1}{2}\cos\vartheta\right);$$

wo d_1 den Abstand der Quellen bezeichnet. Dieser Ausdruck gilt nur für große r, wo r den Abstand des Aufpunktes vom Zentrum der Verbindungslinie zwischen den zwei Quellen bezeichnet.

Aus der letzten Formel findet man für die gesamte Strahlungsenergie:

$$W = \varrho\frac{k^2 a Q t}{2\pi}\left(1 - \frac{\sin k d_1}{k d_1}\right) = \varrho\frac{k^2 a Q t}{2\pi} E.$$

Die Größe E enthält den Einfluß des Abstandes d_1 zwischen den Quellen. Sie ergibt als Funktion von $k d_1 = \frac{2\pi d_1}{\lambda}$ eine oszillierende Kurve, die aber nur wenig von Eins abweicht für $k d_1$ größer als π, oder

$$\frac{2\pi d_1}{\lambda} \geqq \pi; \quad d_1 \geqq \frac{\lambda}{2}.$$

Wieder finden wir, daß die gesamte Strahlungsenergie nicht wesentlich steigt bei Vergrößerung von d_1 über ein bestimmtes Maß hinaus, wo der Abstand der Quellen gleich der halben Wellenlänge ist. Bei unserem Kugelmodell war der „Sättigungswert" des Kugelhalbmessers dadurch gegeben, daß der kürzeste Luftweg zwischen den Quellen eine halbe Wellenlänge betrug. Die Annahme, daß dieser kürzeste Luftweg der wesentlichste Faktor des Problems ist, wird also durch den Vergleich der zwei betrachteten Fälle gestärkt, und wir dürfen erwarten, daß die Kugel die ebene Schirmplatte im wesentlichen richtig darstellt.

Anhang

Für Berechnungen der eben durchgeführten Art ist eine Tabelle der Funktionen

$$F_n(ix) = \alpha_n + i\beta_n$$

von großem Nutzen. Da ich keine solche Tabelle kenne, gebe ich hier die berechneten Werte in der untenstehenden Tabelle wieder. Rayleigh berechnete α_n und β_n für $x = \frac{1}{2}$; 1, 2 und 10. Die letzte Stelle ist unsicher, da mit einem Schieber von 25 cm gerechnet wurde.

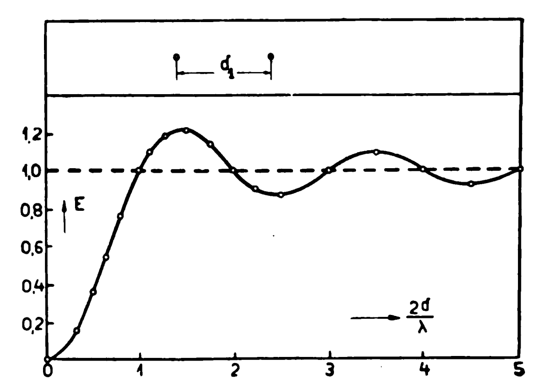


Abb. 6. Gesamte Energiestrahlung E zweier Punktstrahler ohne Abschirmung als Funktion des Quotienten vom Abstand d_1 der strahlenden Punkte zur halben Wellenlänge

Zusammenfassung

Zur numerischen Berechnung der Wirkung einer Schirmplatte auf die Schallstrahlung eines Dipoles (als Repräsentant einer Kolbenmembran, deren Abmessungen klein gegenüber der Wellenlänge sind) wird folgendes Modell betrachtet. Eine starre Kugel trägt an den Enden eines Durchmessers zwei Punktstrahler nullter Ordnung gleicher Amplitude und entgegengesetzter Phase. Es wird angenommen, daß die Vergrößerung dieser Kugel auf die Steigerung der Schallstrahlung von den beiden strahlenden Punkten dadurch, daß der Druckausgleich in der Luft verhindert wird, im

x	,8	1,3	1,5	2,2	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
α_1	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00
β_1	−1.70	− ,240	,167	1,29	1,70	2,33	2,93	3,50	4,01	4,60
α_3	—	—	—	−5,40	−2,60	,33	2,10	3,25	4,04	4,60
β_3	—	—	—	−4,44	−4,46	−3,78	−2,81	−1,82	− ,84	,08
α_5	—	—	—	—	—	−4,30	−6,20	−7,80	−6,50	−4,31
β_5	—	—	—	—	—	32,0	15,5	5,70	,22	−2,80
α_7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	27,1
β_7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8,00

wesentlichen gleich wirkt, wie die Vergrößerung einer umgebenden ringförmigen Schirmplatte auf die Schallstrahlung einer Kolbenmembran. Die gesamte Strahlungsenergie ist als Funktion des Verhältnisses von Kugelumfang zu Wellenlänge berechnet und in Abb. 2 dargestellt worden. Der Einfluß der Schirmplatte auf die Richtstrahlung ist aus den Abb. 3 bis 5, als Funktion des eben genannten Verhältnisses zu ersehen. Zum Vergleich ist die Schallstrahlung von zwei Punktstrahlern nullter Ordnung gleicher Amplitude und entgegengesetzter Phase ohne starre Kugel berechnet und in Abb. 6 als Funktion des Quotienten von Abstand und Wellenlänge gezeichnet worden. Der Vergleich dieser Abbildung mit Abb. 2 dürfte die Annahme, daß die Kugel die Schirmplatte im wesentlichen richtig darstellt, stärken.

Eindhoven, Dezember 1928, Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Glühlampenfabriken.

(Eingegangen am 18. Januar 1929)

Über eine neue Methode der optischen Temperaturmessung in Öfen[1])

Von G. Aeckerlein

I. Einleitung

Die Schwierigkeiten der optischen Temperaturmessung in Öfen lassen sich letzten Endes alle zurückführen auf die Ungleichmäßigkeit der Strahlung. Auch die Anwesenheit absorbierender Gase und Dämpfe stört die Messung nur dann, wenn nicht alles auf gleicher Temperatur ist.

Seit einiger Zeit bemüht, systematisch an der Überwindung dieser Schwierigkeiten zu arbeiten, hat Verfasser es zunächst unternommen, die Meßweise mit dem optischen Pyrometer so umzugestalten, daß sie durch die Ungleichmäßigkeit der Ofenstrahlung nicht gestört wird, allerdings nur dann nicht, wenn die Ungleichmäßigkeit nicht durch absorbierende Gase und Dämpfe bedingt ist und wenn sie entweder von bestimmter Art ist oder nicht über ein gewisses Maß hinausgeht. Die angestrebte Lösung stellt somit zunächst nur eine Teillösung dar.

II. Prinzip der Methode

Visiert man eine Stelle im Ofen an, so erhält man deren Temperatur dann richtig, wenn zu der Eigenstrahlung der Stelle so viel reflektierte oder durchgelassene Strahlung hinzukommt, daß die Intensität der Gesamtstrahlung die des gleichtemperierten schwarzen Körpers erreicht.

Der andere Weg zur richtigen Temperaturbestimmung ist der umgekehrte: man sondert aus der Gesamtstrahlung der anvisierten Stelle von ganz beliebiger Intensität alle Fremdstrahlung, d. h. reflektierte oder durchgelassene Strahlung, aus, so daß die reine Eigenstrahlung übrig bleibt. Kennt man dann noch das Absorptionsvermögen A an der anvisierten Stelle, so berechnet sich die Temperatur T aus der Intensität (Flächenhelle) J_e der Eigenstrahlung mittels der bekannten Beziehung

$$J_e = A \cdot c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \qquad (1)$$

III. Eine Möglichkeit der Ausführung

An der Stelle, an der T gemessen werden soll, mögen sich zwei vollkommen regelmäßig, aber nicht diffus reflektierende ebene Flächenstücke F_1 und F_2 (s. Abb. 1) befinden, die unter stumpfem

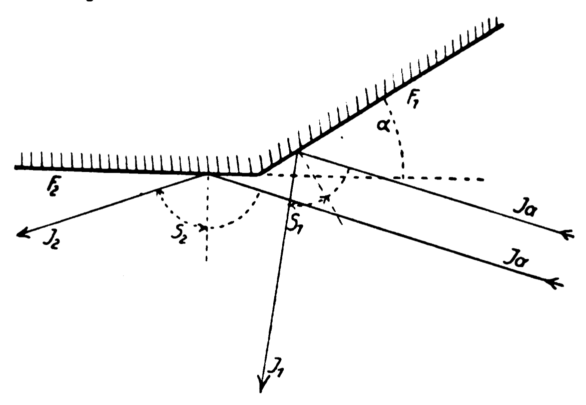


Abb. 1. Der Strahlengang zur Messung der Temperatur mittels Anvisierung mit Pyrometer in zwei Richtungen

Winkel $(\pi - \alpha)$ zusammenstoßen. Auf beide falle aus derselben Richtung Strahlung der Intensität J_a auf. Davon wird von F_1 Strahlung der Intensität

$$J_{r_1} = r_1 \cdot J_a$$

unter dem Winkel ϱ_1 reflektiert, von F_2 Strahlung der Intensität

$$J_{r_2} = r_2 \cdot J_a$$

unter dem Winkel ϱ_2, wenn r_1 und r_2 die Koeffizienten der regelmäßigen Reflexion für die Winkel ϱ_1 und ϱ_2 sind. Durch Anvisieren in den zwei Richtungen von J_{r_1} und J_{r_2} werden die Gesamtintensitäten J_1 und J_2 gemessen:

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= J_{e_1} + r_1 \cdot J_a \\ J_2 &= J_{e_2} + r_2 \cdot J_a \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

wo J_{e_1} und J_{e_2} die von den Flächen unter den

[1]) Autorreferat über eine Arbeit zur Habilitation an der Bergakademie Freiberg.

Winkeln ϱ_1 und ϱ_2 emittierten Intensitäten der Eigenstrahlung sind. Beide stehen nach (1) in dem Verhältnis

$$\frac{J_{e_2}}{J_{e_1}} = \frac{A_2}{A_1} = \frac{1 - r_2}{1 - r_1}. \tag{3}$$

Sind r_1 und r_2 bekannt, so ergibt sich aus (2) und (3) J_{e_1} und J_{e_2} und damit T gemäß (1).

Besitzen die beiden Flächen F_1 und F_2 außer dem regelmäßigen noch ein vollkommen diffuses Reflexionsvermögen, so bleibt die Methode zunächst anwendbar, wenn die auffallende Strahlungsintensität J_a von der Richtung unabhängig ist, also auch die Intensität der diffus reflektierten Strahlung J_d unabhängig vom Winkel den Wert

$$J_d = d \cdot J_a$$

hat, wo d der Koeffizient der diffusen Reflexion ist. Die unter den zwei Winkeln ϱ_1 und ϱ_2 der Abb. 1 gemessenen Gesamtintensitäten J_1 und J_2 werden dann

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= J_{e_1} + (d + r_1) \cdot J_a \\ J_2 &= J_{e_2} + (d + r_2) \cdot J_a \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

während wiederum

$$\frac{J_{e_2}}{J_{e_1}} = \frac{A_2}{A_1} = \frac{1 - d - r_2}{1 - d - r_1}. \tag{6}$$

Aus (5) und (6) berechnet sich bei bekanntem d, r_1 und r_2 z. B.

$$J_{e_1} = J_1 \cdot A_1 - \frac{d + r_1}{r_2 - r_1} \cdot \Delta J \tag{7}$$

wo

$$\Delta J = J_2 - J_1$$

gesetzt ist. Aus J_{e_1} folgt dann wieder T gemäß (1).

Im Falle vollkommen gleichmäßiger, also schwarzer Ofenstrahlung wird $\Delta J = 0$ und unter Winkel ϱ_1 gemessen

$$J_1 = \frac{J_{e_1}}{A_1}. \tag{8}$$

Bei einer Strahlung, die nur insofern ungleichmäßig ist, als von der anvisierten Stelle ganz beliebige Strahlung emittiert wird, während auf die Stelle allseitig dieselbe Strahlungsintensität J_a auffällt, wird

$$J_1 = \frac{J_{e_1}}{A_1} + \frac{d + r_1}{r_2 - r_1} \cdot \Delta J. \tag{9}$$

Die Größe $\frac{d + r_1}{r_2 - r_1} \cdot \Delta J$ stellt also die Abweichung der beobachteten Strahlungsintensität J_1 von der zur Temperatur T des anvisierten Flächenstücks gehörenden schwarzen Strahlungsintensität (8) dar.

Ist endlich auch J_a von der Richtung abhängig, die Strahlung also beliebig ungleichmäßig, so zeigt die Rechnung, daß die Methode auch dann innerhalb weiter Grenzen der Ungleichmäßigkeit anwendbar bleibt.

IV. Versuch zur Ausführung

Um einen vorläufigen Überblick über die praktische Anwendbarkeit der Methode zu gewinnen wurden Versuche mit einem Material gemacht, das regelmäßig und diffus reflektiert. Als geeignet erwies sich ein feuerfestes Material, das mir die „Mindoga" Industrieofen- und Gaserzeuger-Gesellschaft m. b. H. in Essen-Ruhr neben einer großen Auswahl andern Materials freundlichst zur Verfügung stellte. Nach Angabe der Herstellfirma („Stellawerk" A.-G. vorm. Wilisch & Co., Berg.-Gladbach bei Köln) besteht das „Korunit" genannte Material zu 80% aus Al_2O_3 und schmilzt bei 2000° C. Der Firma Voigt & Hochgesang in Göttingen gelang es, eine gut spiegelnde Fläche auf dem Korunit herzustellen.

Für die Versuche wurde statt der zwei unter stumpfem Winkel zusammenstoßenden reflektierenden Flächen zunächst nur eine Fläche benutzt. Die unter den beiden Winkeln ϱ_1 und ϱ_2 (vgl. Abb. 1) regelmäßig reflektierten Strahlungen kamen also aus verschiedenen Richtungen und es war dafür zu sorgen, daß die auffallenden Strahlungen genau gleiche Intensität J_a hatten.

Die reflektierende Fläche wurde geeicht, d. h. es wurde ihr diffuser Reflexionskoeffizient d und der regelmäßige r in Abhängigkeit vom Winkel gemessen.

V. Eichung der reflektierenden Fläche

Der Koeffizient der diffusen Reflexion d ist definiert als das Verhältnis der von der Flächeneinheit in den Halbraum zerstreuten zu der darauffallenden Strahlungsenergie. Bei vollkommen diffuser Reflexion ist J_d, die Intensität der zerstreuten Strahlung, unabhängig vom Winkel und die von der Flächeneinheit in den Halbraum zerstreute Energie $= \pi \cdot J_d$. Fällt Strahlung der Intensität J_a, die den räumlichen Winkel ω erfüllt, unter dem Winkel ε auf, so wird also

$$d = \pi \cdot \frac{J_d}{J_a} \cdot \frac{1}{\omega \cdot \cos \varepsilon}. \tag{10}$$

Entsprechend ist der Koeffizient der regelmäßigen Reflexion

$$r = \frac{J_r}{J_a}, \tag{11}$$

wo J_r die Intensität der unter dem Winkel ϱ regelmäßig reflektierten Strahlung ist.

J_a, J_d und J_r wurden bei der Eichung photometrisch gemessen mit Hilfe eines Lummer-

Brodhunschen Photometerwürfels, der für Einstellung auf Helligkeitsgleichheit der Vergleichsflächen eingerichtet war. Die eine Vergleichsfläche wurde durch die Strahlung der Intensität J_a, bzw. J_d oder J_r beleuchtet, die andere durch eine Milchglasscheibe, deren Helligkeit stetig verändert werden konnte durch Abstandsänderung einer dahinterstehenden Beleuchtungslampe. Die Helligkeit des Milchglases als Funktion des Abstandes der Beleuchtungslampe war sorgfältig mit dem Holborn-Kurlbaum-Pyrometer gemessen (demselben, das später zu den Ofenmessungen diente) und in einer Eichkurve festgelegt. Die Helligkeit, mit der die Vergleichsflächen des Photometerwürfels dem darauf akkomodierten Auge erscheinen, ist, wie eine einfache Rechnung zeigt, bei fest gegebener Anordnung der Photometerteile, durch die Intensitäten J_a, bzw. J_d oder J_r und die Strahlungsintensität der Milchglasscheibe bestimmt, solange diese Strahlungen den Kegel ganz erfüllen, dessen Spitze in der Vergleichsfläche des Photometerwürfels liegt und der die Begrenzung bildet für die von den Punkten der Vergleichsfläche in das Auge gelangenden Strahlenbündel. Solange also diese Bedingung erfüllt ist, mißt man mittels des Photometerwürfels und der in ihrer Helligkeit stetig veränderlichen und bekannten Milchglasscheibe als Vergleichslichtquelle die Strahlungsintensitäten J_a, J_d und J_r und erhält aus ihnen d und r nach Gl. (10) und (11).[2])

Die auffallende Strahlung der Intensität J_a wurde geliefert von einer Opallampe (150 Watt), deren Glocke bis auf eine Kalotte von etwa 9 cm Durchmesser abgeblendet war. Diese Kalotte wurde durch eine Linse mit Blende auf der reflektierenden Fläche abgebildet.

Einfallswinkel ε und Reflexionswinkel ϱ wurden so eingestellt: der Photometerwürfel stand fest auf dem Tisch eines stabilen Spektrometers, dessen Spaltrohr *Sp* (siehe Abb. 2) nach Entfernung der Optik mit seiner Achse die Visierlinie $O'B$ für die photometrische Beobachtung angab.

Die reflektierende Fläche *FF* stand fest auf dem Tisch eines zweiten Spektrometers. Zur Winkeleinstellung wurde sie mit einem Stück belegten Spiegelglases bedeckt und zunächst senkrecht zu $O'B$ gestellt. Diese senkrechte Stellung wurde daran erkannt, daß dem längs BO' visierenden Auge das Spiegelbild des hinteren Tubusrandes von *Sp* konzentrisch mit den beiden Tubusrändern selbst erschien. Wurde nun der Spektrometertisch samt *FF* um den Winkel ϱ_1 entgegen dem Uhrzeiger gedreht und die Opallampe *O* nebst Linse *L* verschoben, bis das Bild der freien Kalotte der Lampe in O' konzentrisch mit den Tubusrändern von *Sp* erschien, so konnte nach Entfernung des Spiegels vor *FF* die Reflexion für $\varepsilon = \varrho_1$ und $\varrho = \varrho_1$ gemessen werden.

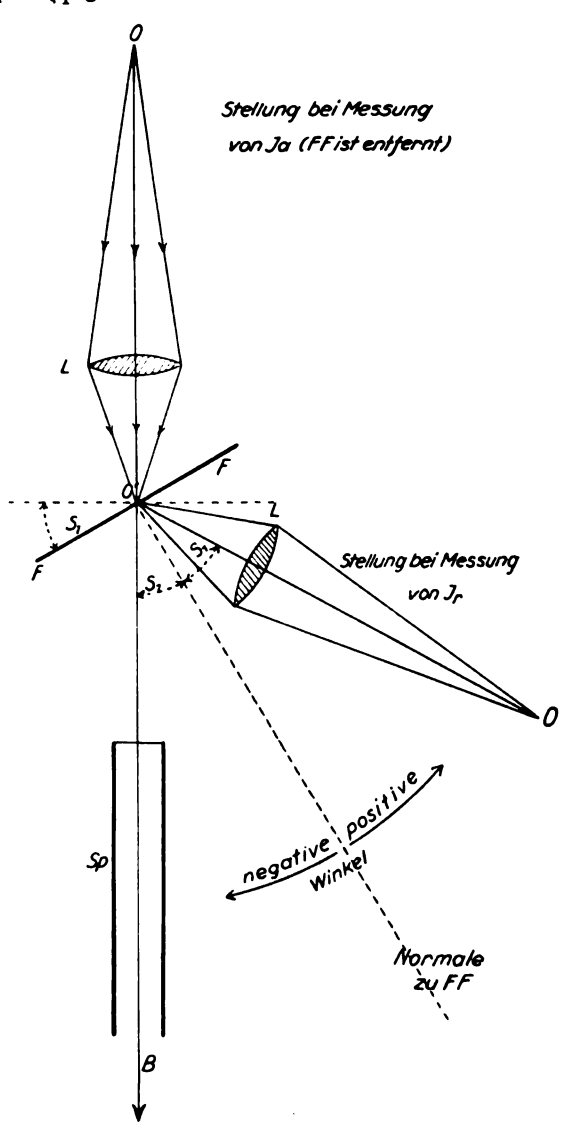


Abb. 2. Prinzip der Bestimmung des Koeffizienten der regelmäßigen und diffusen Reflexion der Fläche *FF*

Zur eindeutigen Festlegung der einfallenden und reflektierten Strahlung mögen alle Winkel von der Normalen zu *FF* aus nach rechts positiv, nach links negativ gerechnet werden, so daß der gezeichnete Fall den Winkelwerten $\varepsilon = +\varrho_1$ und $\varrho = -\varrho_1$ entspricht.

Wird jetzt *FF* weiter entgegen dem Uhrzeiger um den am Spektrometerteilkreis abzulesenden Winkel φ gedreht, während OO' fest bleibt, so mißt die Anordnung die Intensität der diffus reflektierten Strahlung J_d für den Einfallswinkel $\varepsilon = \varrho_1 - \varphi$ und den Reflexionswinkel $\varrho = -(\varrho_1 + \varphi)$.

[2]) Vgl. hierzu P. Wolmeringer, Die Helligkeit auf beleuchteten Zylinderflächen. Zeitschr. f. Physik **34** (1925), 184.

Man übersieht, daß auf diese Weise alle möglichen Wertepaare von Winkeln ε und ϱ eingestellt werden können. Die Genauigkeit der Einstellung betrug etwa $^1/_{10}$ Grad.

Die räumliche Öffnung ω der Strahlenbündel, die auf *FF* auffallen, ergibt sich durch einfache Rechnung aus dem Abstand der Opallampe *O*, bzw. ihres optischen Bildes *O'* von den zugehörigen Hauptebenen der Linse *L* und aus der Öffnung der vor *L* stehenden Blende. Es ergab sich $\omega = 0{,}0735$.

Alle Messungen wurden mit Zwischenschaltung des Rotglases ausgeführt, das sich bei den späteren Ofenmessungen im Pyrometer von Holborn-Kurlbaum befand. Die Messungen gelten daher für die Wellenlänge $\lambda = 650$ mμ.

VI. Prüfung der Meßanordnung

Zur Prüfung wurde die regelmäßige Reflexion eines Glasprismas und die diffuse einer Magnesiaplatte gemessen.

Der Brechungsexponent des Glasprismas wurde für $\lambda = 650$ mμ spektrometrisch zu

$$n = 1{,}647$$

gemessen, woraus sich mittels der Fresnelschen Reflexionsformeln für den Einfallswinkel $10^0\ 15'$ berechnet

$$r = 5{,}99\ ^0/_0.$$

Die Messung mit der photometrischen Meßanordnung ergab für den Einfallswinkel 10^0

$$r = 6{,}11\ ^0/_0,$$

also eine Abweichung von $2\ ^0/_0$, die im Hinblick auf den Zweck dieser Untersuchung als zulässig gelten kann.

Die Magnesiaplatte war von der Staatlichen Porzellanmanufaktur Berlin bezogen. Da für Magnesia genaue Messungen der Reichsanstalt[3]) besonders für den Einfallswinkel $\varepsilon = 0$ und den Reflexionswinkel $\varrho = 45^0$ vorliegen, so wurde die Messung für diese Winkelwerte durchgeführt.

Die Messung ergab für das Verhältnis der Intensität der unter 45^0 diffus reflektierten Strahlung J_d zu der Intensität der senkrecht auf die Magnesiafläche auffallenden Strahlung J_a

$$\frac{J_d}{J_a} = 0{,}0229\,.$$

Der Anschluß an die Messungen von Henning und Heuse ist folgendermaßen zu gewinnen. Diese nennen das Verhältnis von J_d (für irgendeinen Reflexionswinkel ϱ) zu der auf die Flächeneinheit senkrecht auffallenden Energie, noch multipliziert mit π, das „Teilreflexionsvermögen" für den Winkel ϱ, r_ϱ, setzen also

$$r_o = \frac{J_d}{J_a} \cdot \frac{\pi}{\omega}$$

und messen für $\varrho = 45^0$

$$r_{45} = 0{,}972,$$

bzw. als Mittel aus einer andern Meßreihe

$$r_{45} = 0{,}967 \pm 0{,}021\,.$$

Aus dem obigen Meßwert $\frac{J_d}{J_a} = 0{,}0229$ ergibt sich durch Multipliktaion mit $\frac{\pi}{\omega} = 42{,}73$

$$r_{45} = 0{,}977.$$

Die Abweichung des hier erhaltenen Resultates von dem von Henning und Heuse beträgt 0,5 bzw. 1,0 $^0/_0$, so daß die Meßanordnung als zuverlässig gelten kann.

VII. Die Ergebnisse der Eichung

Diese sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. Jede Zahl ist aus sechs photometrischen Einstellungen gewonnen. In Tabelle 1 geben Spalte 1 und 2 Einfalls- und Reflexionswinkel (bezüglich der Vorzeichen vgl. Abb. 2). Spalte 3 gibt das

Tabelle 1

Diffuse Reflexion der Korunitfläche.

Die Konstanz der Größe $\frac{J_d}{J_a} \cdot \frac{1}{\cos \varepsilon}$ ist ein Maß für die Vollkommenheit der diffusen Reflexion

Einfallswinkel ε	Reflexionswinkel ϱ	$\frac{J_d}{J_a}$ in $^0/_0$	$\frac{J_d}{J_a} \cdot \frac{1}{\cos \varepsilon}$ in $^0/_0$	Mittel von $\frac{J_d}{J_a} \cdot \frac{1}{\cos \varepsilon}$
+ 20°	− 40°	0,963	1,025	
+ 20°	− 50°	1,019	1,084	
+ 20°	+ 45°	1,019	1,084	
+ 20°	+ 60°	1,000	1,064	
+ 20°	+ 60°	1,019	1,084	
+ 25°	0°	1,000	1,103	
+ 30°	− 10°	0,860	0,993	
+ 40°	− 10°	0,860	1,123	1,075 ± 0,082
+ 50°	− 10°	0,695	1,081	
+ 60°	− 10°	0,539	1,078	
+ 60°	− 10°	0,571	1,142	
+ 70°	− 10°	0,352	1,029	
− 35°	− 10°	0,928	1,132	
− 40°	− 10°	0,813	1,061	
− 50°	− 10°	0,644	1,001	
− 60°	− 10°	0,560	1,120	
0°	− 70°	0,844	0,844	
+ 10°	− 70°	0,813	0,825	
+ 20°	− 70°	0,779	0,829	
+ 30°	− 70°	0,754	0,870	
− 10°	− 70°	0,828	0,841	0,888
− 20°	− 70°	0,860	0,915	± 0,087
− 30°	− 70°	0,844	0,975	
− 40°	− 70°	0,725	0,947	
− 45°	− 70°	0,669	0,946	

[3]) F. Henning und W. Heuse, Über den Koeffizienten der diffusen Reflexion von Magnesiumoxyd, Zeitschr. f. Physik 10 (1922), 111.

direkt gemessene Verhältnis der unter dem Winkel ϱ diffus reflektierten Intensität J_d zu der unter dem Winkel ε auffallenden Intensität J_a. Spalte 4 gibt $\frac{J_d}{J_a} \cdot \frac{1}{\cos \varepsilon}$, das bei vollkommen diffuser Reflexion konstant sein muß und aus dem sich für diesen Fall der Koeffizient der diffusen Reflexion nach Gl. (10) berechnet.

Tabelle 1 zeigt, daß für Einfallswinkel von 0^0 bis $\pm 70^0$ und für Reflexionswinkel von 0^0 bis $\pm 60^0$ die diffuse Reflexion als vollkommen zu bezeichnen ist, indem die Schwankungen der Größe $\frac{J_d}{J_a} \cdot \frac{1}{\cos \varepsilon}$ innerhalb der Meßfehlergrenzen liegen, daß dagegen für Reflexionswinkel über $\pm 60^0$ eine erhebliche Abnahme der diffusen Reflexion eintritt (Zahlenwerte unter dem Strich).

Bei der Berechnung des Koeffizienten der diffusen Reflexion d kann in erster Näherung von den Abweichungen von der vollkommenen Diffusion in dem Winkelraume zwischen 60 und 90^0 abgesehen werden. Denn die von 1 cm^2 der reflektierenden Fläche in diesen Winkelraum zurückgeworfenen Energiebeträge sind relativ klein gegenüber den in den übrigen Halbraum zurückgeworfenen, Fehler in ihnen haben also geringen Einfluß auf den Wert von d, und da d in der Grundgleichung (7) nur die Rolle einer Korrektionsgröße spielt, so ist der so entstehende Fehler von d für die hier vorliegenden Zwecke bedeutungslos. Wir berechnen also d aus der für vollkommen diffuse Reflexion geltenden Gleichung (10), indem wir für $\frac{J_d}{J_a} \cdot \frac{1}{\cos \varepsilon}$ den Mittelwert 1,075 der Tabelle 1 setzen und erhalten

$$d = 45{,}9\ \%.$$

VIII. Die Veränderung des Reflexionsvermögens durch Erhitzen

Diese wird durch Tabelle 2 wiedergegeben.

Tabelle 2

Einfluß mehrstündigen Erhitzens auf die Koeffizienten der diffusen Reflexion d und der regelmäßigen Reflexion r

	d	r für $\varrho = 40^0$	r für $\varrho = 70^0$
Vor dem Erhitzen	45,9 %	3,12 %	10,2 %
Nach zweimal. Erhitzen auf etwa 1000° C	1. Messung 45,5 % 2. Messung 46,0 % Mittel: 45,8 %	1. Messung 2,50 % 2. Messung 2,62 % Mittel: 2,56 %	1. Messung 9,18 % 2. Messung 9,18 % Mittel: 9,18 %
Nach 3. Erhitzen auf 1023° C	—	2,75 %	9,18 %

Während der Koeffizient der diffusen Reflexion d sich nicht verändert hat, hat der der regelmäßigen r für den Reflexionswinkel 40^0 um rund 12 %, für 70^0 um 10 % abgenommen, ändert sich aber bei weiterem Erhitzen nicht mehr wesentlich.

IX. Vorläufige Erprobung der Methode

Eine Muffel mit ebener Bodenfläche, 22 cm breit, 41 cm tief, und nahezu halbzylindrisch gewölbter Decke, die in der Mittellinie 14 cm hoch war; wurde von unten und von den Seiten her geheizt. Hinten war die Muffel geschlossen, vorn wurde sie mit Asbest- und Schamotteplatten bis auf die zum Anvisieren mit dem optischen Pyrometer notwendigen Öffnungen abgedeckt.

Da nur die eine geeichte Korunitfläche als reflektierende Fläche zur Verfügung stand, so mußten die beiden unter den Winkeln ϱ_1 und ϱ_2 (vgl. Abb. 1) regelmäßig reflektierten Strahlenbündel aus zwei verschiedenen, einen Winkel $\varrho_2 - \varrho_1$ miteinander bildenden Richtungen herkommen, und es war darauf zu achten, daß die Intensität J_a der beiden Bündel vor der Reflexion genau gleich war, m. a. W., diese Bündel mußten von zwei Stellen genau gleicher Temperatur und Oberflächenbeschaffenheit, die auch möglichst gleiche Strahlung empfingen, ausgehen.

Das wurde so erreicht, daß in den hinteren Teil der Muffel (s. Abb. 3) ein Eisenzylinder Z (10,6 cm Innendurchmesser, 4 mm Wandstärke, 9,5 cm Höhe) aufrecht gestellt wurde. Er hatte in seiner Wand drei kreisrunde Öffnungen. Durch zwei von diesen, O_1 und O_2 (von 1,5 cm ⌀) erfolgte das Anvisieren der reflektierenden Fläche FF des Korunitsteines K. Durch die dritte Öffnung war das mit einem Rohr aus Marquardtscher Masse armierte Thermoelement Th eingeführt. Die Reflexionswinkel, unter denen die Intensitäten J_1 und J_2 der austretenden Gesamtstrahlung gemessen wurden, waren

$$\varrho_1 = 40^0 \quad \text{und} \quad \varrho_2 = 70^0.$$

Die unter diesen Winkeln auf die reflektierende Fläche FF auffallenden Strahlen kamen von zwei Punkten P_1 und P_2 der Zylinderwand her, die nur 2—3 cm voneinander entfernt waren. Es konnte sich also keine Temperaturdifferenz zwischen P_1 und P_2 ausbilden und auch sonst waren die Bedingungen an den zwei Punkten die gleichen.

Mehrere Stunden lang wurden abwechselnd die Intensitäten J_2 und J_1 gemessen. Jede Messung bestand in viermaliger Einstellung des Pyrometers auf Verschwinden des Glühfadens. Aus den vier Einstellungen wurde das Mittel genommen und die zugehörige Temperatur abgelesen. Das Pyrometer nach Holborn-Kurlbaum hatte eine Kohlefadenlampe und war vor den Messungen

von der Firma Siemens & Halske neu geeicht worden. Außerdem wurde die Temperatur mittels des Thermoelementes *Th* (Platin–Platin–Rhodium) gemessen, das dicht an der anvisierten Stelle der Korunitfläche anlag.

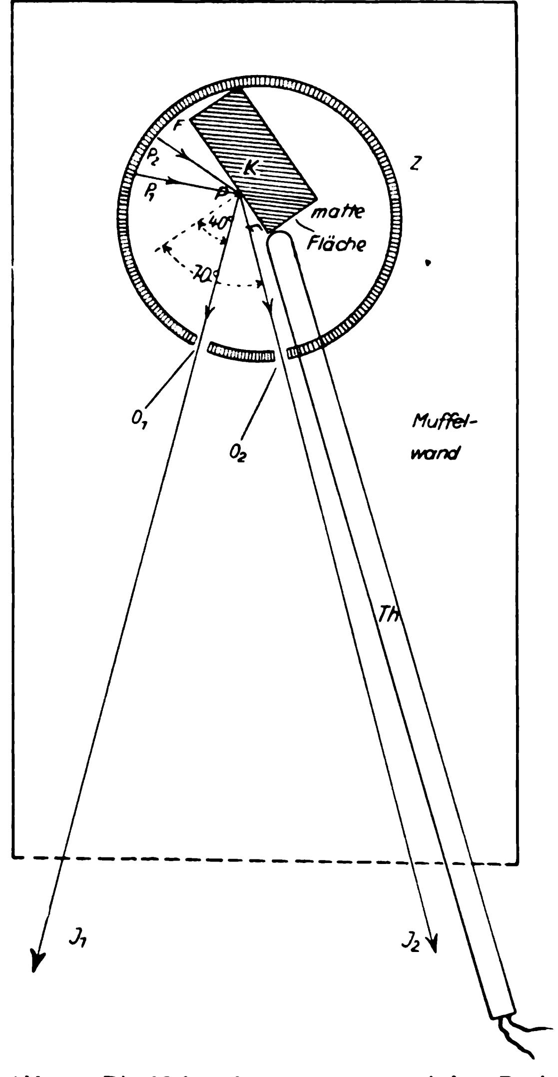


Abb. 3. Die Meßanordnung zur pyrometrischen Bestimmung der Temperatur an der Stelle P

Leider war es nicht möglich, die Temperatur längere Zeit konstant zu halten. Dieser Änderung der Temperatur wurde dadurch Rechnung getragen, daß jede Messung von J_2 auf die darauffolgende Messung von J_1 „reduziert“ wurde, d. h. zu der Temperatur t_2, die J_2 entsprach, wurde die Temperaturänderung $\pm \Delta t$ addiert, die das Thermoelement von dem Zeitpunkt der Messung von J_2 bis zu dem der Messung von J_1 anzeigte.

Ein Bild von dem Verlauf der Messungen gibt Tabelle 3. Darin ist t_2 die schwarze Temperatur, die der unter dem Winkel ϱ_2 gemessenen Intensität J_2 entspricht, ebenso t_1, die zu J_1 gehörige schwarze Temperatur. Th_2 ist die mittels Thermoelement unmittelbar nach der Messung von t_2 gemessene Temperatur, ebenso Th_1 die unmittelbar nach t_1 gemessene. $t_{2\,\text{red.}} = t_2 + \Delta t$ ist die mit t_1 vergleichbare Temperatur.

Tabelle 3

Vergleich der unter den beiden Winkeln ϱ_1 und ϱ_2 pyrometrisch gemessenen Temperaturen

t_2 in °C	Th_2	t_1	Th_1	$\Delta t = Th_1 - Th_2$	$t_{2\,\text{red.}}$	$t_{2\,\text{red.}} - t_1$
1036	1014	1034	1015	+1	1037	+3
1038	1016	1038	1017	+1	1039	+1
1038	1018	1038	1020	+2	1040	+2
1039	1022	1038	1022	0	1039	+1
1040	1022	1039	1023	+1	1041	+2
1039	1023	1039	1023	0	1039	0
1042	1022	1036	1021	−1	1041	+5
1039	1018	1033	1018	0	1039	+6
1036	1017	1032	1017	0	1036	+4
Mittel	1019	1036,3	1020		1039	+2,7

Die Tabelle zeigt die Abhängigkeit der an der spiegelnden Fläche gemessenen Strahlungsintensität vom Beobachtungswinkel deutlich, wenn auch in sehr geringem Maße. Dies rührt daher, daß bei der hier gewählten Anordnung die gemessene Strahlung der schwarzen Strahlung, wie sie zu der Temperatur der anvisierten Stelle gehört, bereits sehr nahe kommt, also ihre Intensität von der Richtung nahezu unabhängig ist (vgl. hierzu die Strahlungsbilanz am Schluß). Da, wo die hier behandelte Methode ihre etwaigen Vorzüge vor der üblichen Methode zeigen kann, nämlich bei beträchtlich ungleichförmiger Strahlung, sind weit größere Unterschiede $\Delta J = J_2 - J_1$ zu erwarten.

X. Auswertung des Ofenversuchs

Die Mittelwerte der Temperaturen t_1 und $t_{2\,\text{red.}}$ in Tabelle 3

$$t_{1m} = 1036{,}3^0\,\text{C} \quad \text{und} \quad t_{2m} = 1039^0\,\text{C}$$

ergeben die absoluten Temperaturen

$$T_1 = 1309{,}3^0\,\text{K} \quad \text{und} \quad T_2 = 1312^0\,\text{K}.$$

Aus diesen berechnen sich die Intensitäten J_1 und J_2 der unter den Winkeln $\varrho_1 = 40^0$ und $\varrho_2 = 70^0$ gemessenen Gesamtstrahlung mittels Gleichung

$$J = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}},$$

wo

$$c_1 = 1{,}176 \cdot 10^{-5} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}}, \quad c_2 = 1{,}430 \text{ cm Grad}$$

$$\lambda = 65 \cdot 10^{-6}\,\text{cm}.$$

Man erhält

$$J_1 = 51040 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}}$$

$$J_2 = 52860 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}}$$

also

$$\varDelta J = J_2 - J_1 = 1820 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}}.$$

Mittels dieses $\varDelta J$ berechnet sich J_{e_1}, d. h. die Intensität der unter dem Winkel $\varrho_1 = 40^0$ ausgesandten Eigenstrahlung nach Gl. (7):

$$J_{e_1} = J_1 \cdot A_1 - \frac{d + r_1}{r_2 - r_1} \cdot A_1 \cdot \varDelta J,$$

in die einzusetzen ist:

$$A_1 = 1 - d - r_1 = 0{,}514$$

$$d + r_1 = 0{,}486$$

$$r_2 - r_1 = 0{,}0656.$$

Es folgt

$$J_{e_1} = 19319 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}}.$$

Aus J_{e_1} berechnet sich die gesuchte Temperatur T_x des anvisierten Flächenstückes nach Gl. (1)

$$J_{e_1} = A_1 \cdot c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T_x}}$$

zu

$$T_x = \frac{c_2 \log e}{\lambda \cdot \left(\log c_1 - 5 \cdot \log - \log \frac{J_{e_1}}{A_1}\right)}$$

$$= \frac{9554{,}3}{16{,}0059 - \log \frac{J_{e_1}}{A_1}}.$$

Die Auswertung ergibt

$$T_x = 1286^0\ \text{K}$$

und

$$t_x = 1013^0\ \text{C}.$$

Tabelle 3 gibt als mittleren, mit t_x zu vergleichenden Wert der mittels des Thermoelementes abgelesenen Temperatur Th

$$Th_m = 1019{,}5^0\ \text{C}.$$

Am Schluß der angeführten Meßreihe wurde das Thermoelement ein kleines Stück vorgezogen und es wurde die Temperatur an der — nicht polierten — Stelle des Steines, wo das Thermoelement angelegen hatte (vgl. Abb. 3) pyrometrisch gemessen. Es ergab sich

$$t = 1035^0\ \text{C}.$$

Somit kommt der durch Doppelanvisierung gewonnene Temperaturwert (1013⁰ C) dem thermoelektrisch gemessenen (1019,5⁰ C) am nächsten, während das einfache Anvisieren die erheblich abweichenden Werte 1035—1039 ergibt.

Ferner berechnet sich mittels der Gl. (5) die Intensität J_a der als gleichmäßig angenommenen auffallenden Strahlung zu

$$J_a = 65240 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}},$$

so daß sich folgende Bilanz der Strahlung ergibt: in beliebiger Richtung fällt auf die Fläche Strahlung der Intensität J_a

$$J_a = 65240 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}}.$$

Von der unter 40⁰ auffallenden wird

regelmäßig reflekiert

$$r_1 \cdot J_a = 1709 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}} = 2{,}6\,\%$$

diffus i. d. Halbraum reflekt.

$$d \cdot J_a = 29970 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}} = 45{,}3\,\%$$

absorbiert

$$A_1 \cdot J_a = 33560 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}} = 52{,}1\,\%$$

$$\text{Summe} = 65239 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}} = 100{,}0\,\%$$

Andererseits hat die unter 40⁰ ausgesandte Strahlung der Intensität

$$J_1 = 51040 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}}$$

die Zusammensetzung:

Intensität der Eigenstrahlung

$$J_{e_1} = 19319 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}} = 38{,}6\,\%$$

Intens. d. regelm. reflekt. Strahlg.

$$r_1 \cdot J_a = 1709 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}} = 3{,}3\,\%$$

Intens. d. diffus reflekt. Strahlg.

$$d \cdot J_a = 29970 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}} = 58{,}0\,\%$$

$$\text{Summe} = 50998 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3\,\text{sec}} = 99{,}9\,\%$$

Die vorbereitenden Messungen zu dieser Arbeit wurden im physikalischen Institut der Bergakademie des Herrn Prof. Dr. Brion ausgeführt, die Ofenversuche im hüttenmännischen Institute der Bergakademie des Herrn Geh. Bergrats Prof. Dr. Schiffner. Beiden Herren möchte ich für die Überlassung der Institutshilfsmittel und für mancherlei Rat und förderndes Interesse meinen herzlichen Dank aussprechen. Auch Herrn Privatdozent Dr. Knoops vom hüttenmännischen Institut bin ich für Hilfe bei den Ofenversuchen zu Dank verpflichtet.

Weiteren Untersuchungen bleibt die Entscheidung vorbehalten, wie sich die Methode bei stark ungleichmäßiger Strahlung bewährt.

XI. Zusammenfassung

Bei ungleichmäßiger (nicht schwarzer) Strahlung in einem Ofen läßt sich durch pyrometrisches Anvisieren eines Flächenelementes (oder besser zweier Flächenelemente, die unter stumpfem Winkel zusammenstoßen) von bekanntem unregelmäßigem und diffusem Reflexionsvermögen unter zwei verschiedenen bekannten Winkeln eine Analyse der von dem Flächenelement ausgehenden Strahlung in Eigen- und Fremdstrahlung gewinnen, die zu einer exakten Temperaturbestimmung des Flächenelementes führen kann.

Die Abweichung von der schwarzen Strahlung darf zunächst darin bestehen, daß das Flächenelement mit beliebiger Intensität strahlt, während aus dem Halbraum ein Vielfaches dieser Intensität, jedoch gleichmäßig, d. h. von der Richtung unabhängig, einfällt.

Bei einem Versuch mit einer auf regelmäßige und diffuse Reflektion „geeichten" Fläche wich deren Strahlungsintensität um 36 % von der ihrer Temperatur entsprechenden schwarzen Strahlung nach oben ab, während die aus dem Halbraum einfallende ungefähr gleichmäßige Strahlungsintensität um 28 % größer war als die von der Fläche ausgehende. Die nach der neuen Methode erhaltene Temperatur der Fläche wich um 0,6 % nach unten von der mit Thermoelement gemessenen ab, die nach der üblichen Methode des einfachen Anvisierens erhaltene um 1,5 bis 1,8 % nach oben.

Eine an Hand des Versuchsmaterials auszuführende Rechnung zeigt, daß die Methode brauchbar bleibt, wenn die aus dem Halbraum einfallende gleichmäßige Strahlung z. B. in der Weise verändert wird, daß die Strahlung aus drei Vierteln des Halbraumes ganz wegfällt und nur in dem Viertel, aus dem die regelmäßig reflektierte anvisierte Strahlung kommt, unverändert bleibt. Im Falle des angeführten Versuches würde dadurch der Fehler gegenüber der Thermoelementmessung von 0,6 auf 1,4 % wachsen, während einfaches Anvisieren eines Flächenelementes vom gleichen diffusen Reflexionsvermögen am gleichen Orte einen Fehler von 2,7 % ergeben würde.

Mit einer nur regelmäßig reflektierenden Fläche wäre auch bei ganz beliebiger Ungleichheit der Strahlung eine vollkommen exakte Temperaturmessung möglich.

(Eingegangen am 31. Januar 1929)

Der Einfluß von Elementen auf den Polymorphismus des Eisens

(Zur Systematik der Eisenlegierungen)

Von Albert Heinzel, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf.

Das Eisen hat zwei polymorphe Umwandlungen, bei 906° und bei 1401°. Bis 906° und von 1401° bis zum Schmelzpunkt ist die raumzentriert-kubische $\alpha(\delta)$-Modifikation stabil und von 906° bis 1401° schiebt sich die flächenzentriert-kubische γ-Modifikation ein. Die polymorphen Umwandlungen treten auch in den eisenreichen Mischkristallen auf; doch werden die Umwandlungstemperaturen durch Zusätze immer gegenläufig verschoben.

Die Gleichgewichtsverhältnisse der γ-Phase sind in einer großen Zahl von Zweistoffsystemen des Eisens untersucht und dabei nur 2 Haupttypen von γ-Zustandsfeldern vorgefunden worden. Abb. 1 zeigt den Fall des nach oben und unten

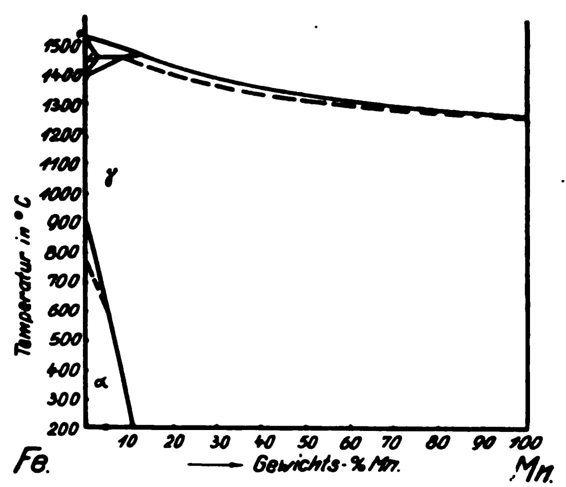


Abb. 1. Zustandsdiagramm Fe–Mn

erweiterten γ-Feldes am System Fe-Mn. Derartig ändern sich die Gleichgewichtsverhältnisse in allen Legierungen des Eisens mit den Elementen der 7., 8., 1. und 2. Gruppe des periodischen Systems, die im festen Fe löslich sind, also mit allen Elementen, die dem Eisen physikalisch und chemisch am nächsten stehen. Abb. 2 zeigt den zweiten Hauptfall, daß sich die Umwandlungstemperaturen der γ-Phase nähern mit steigendem Zusatz, so daß das γ-Feld verkleinert wird, in vielen Fällen, wie z. B. im System Fe-V in Abb. 2 bis zum vollständigen Verschwinden. Verkleinertes γ-Feld geben alle im Fe-löslichen Elemente der 3., 4., 5. und 6. Spalte des periodischen Systems, also diejenigen, die dem Eisen chemisch und physikalisch am unähnlichsten sind. Es ergibt sich demnach allgemein, daß das Verhalten der Elemente

zu den polymorphen Phasen des Eisens bei allen Elementen der gleichen Spalte des periodischen Systems gleich ist, und daß der chemische Charakter eines Zusatzelementes nicht nur in den metallischen Verbindungen, sondern auch in den festen Mischungen (Mischkristallen) spürbar ist.

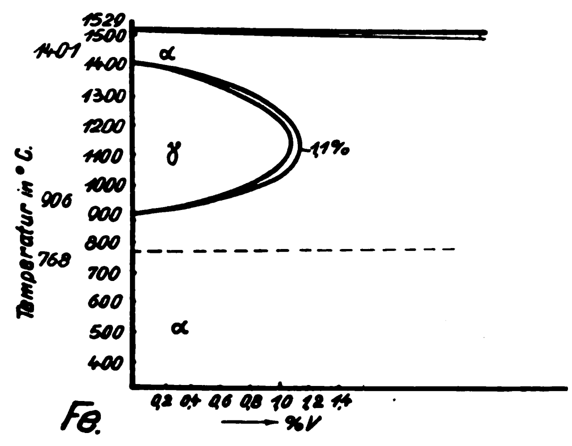


Abb. 2. Eisenseite des Zustandsdiagramms Fe—V

Eine Ausnahme bilden die Elemente N und C, die sich zum Polymorphismus verhalten wie die Elemente der 8. Spalte; doch nur deshalb, weil sie im Gegensatz zu den anderen Elementen die Eisenatome des Gitters nicht substituieren, sondern sich in die Lücken einlagern.

Unlöslich im festen Eisen sind alle diejenigen Elemente, die einen großen Atomradius besitzen, so die Alkali- und Erdalkalimetalle und die Schwermetalle Hg, Tl, Pb und Bi. Unlöslich sind auch Ag und Cd.

(Eingegangen am 4. Februar 1929.)

Über Eisen—Beryllium- und Eisen—Bor-Legierungen und über die Struktur des Eisenborides

(Zur Systematik der Eisenlegierungen)

Von Franz Wever, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf.

Die statistische Behandlung der Eisenlegierungen [1][2]) hat zu der Feststellung geführt, daß zwischen der Einwirkung eines Elementes auf die polymorphen Umwandlungen des Eisens und seiner Stellung im periodischen System eine Beziehung besteht, die sich besonders deutlich in der Kurve der Atomradien ausprägt. Ferner wurde bereits früher darauf hingewiesen, daß das außergewöhnliche Verhalten des Kohlenstoffs bei der Mischkristallbildung mit dem Eisen auf die geringe Größe seines Atomradius zurückgeführt werden könnte.[3]) Aus den genannten Überlegungen heraus erschien eine Klärung des Verhaltens der Elemente mit kleinem Atomradius von Beryllium bis Stickstoff von besonderer Dringlichkeit; über die bisher vorliegenden Ergebnisse soll im folgenden kurz berichtet werden.[4])

Eine Zusammenfassung der mit Hilfe der thermischen und mikroskopischen Analyse gewonnenen Zustandsdiagramme des Eisens mit den Elementen Beryllium, Bor und Kohlenstoff ist in Abb. 1 wiedergegeben. Im System Eisen—Kohlen-

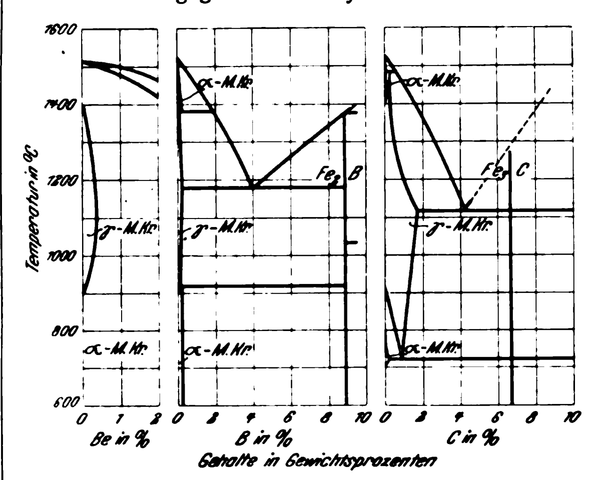


Abb. 1. Die Zweistoffsysteme Fe—Be, Fe—B und Fe—C

stoff bewirkt der Kohlenstoff in den Grenzen seiner Löslichkeit eine sehr beträchtliche Erweiterung des Existenzbereiches der flächenzentrierten γ-Modifikation. Im System Eisen—Bor ist der Einfluß des Zusatzes bereits in das Gegenteil umgeschlagen; entgegen dem Kohlenstoff führt das Bor im Bereich seiner sehr viel geringeren Löslichkeit zu einer deutlichen Verengerung des Zustandsfeldes der γ-Phase. Im System Eisen—Beryllium setzt sich diese Entwicklung fort; dieses gehört bereits der Gruppe von Zweistoffsystemen des Eisens an, in denen das Zustandsfeld der γ-Phase durch eine rückläufige Gleichgewichtslinie ohne Umwandlungspunkt abgegrenzt wird. Entsprechend den von Kohlenstoff zu Beryllium stetig ansteigenden Atomradien vollzieht sich danach in den entsprechenden Zustandsdiagrammen ein allmählicher Übergang von der Gruppe der Zweistoffsysteme mit erweitertem γ-Feld zu der Gruppe mit geschlossenem Existenzbereich der γ-Phase.

In dem erwähnten Zusammenhange ist des weiteren eine Klärung des Verhaltens der genannten Elemente bei der Mischkristallbildung mit dem Eisen von Bedeutung. Mit Hilfe verfeinerter Ver-

---

[1]) F. Wever, Chem. Z. 52 (1928) S. 808.

[2]) F. Wever und A. Heinzel, Mitt. K.-W.-Inst. Eisenforsch., demnächst.

[3]) W. H. Bragg, J. Iron Steel Inst. 103 (1921) S. 326.

[4]) F. Wever und A. Müller, Mitt. K.-W.-Inst. Eisenforsch., demnächst.

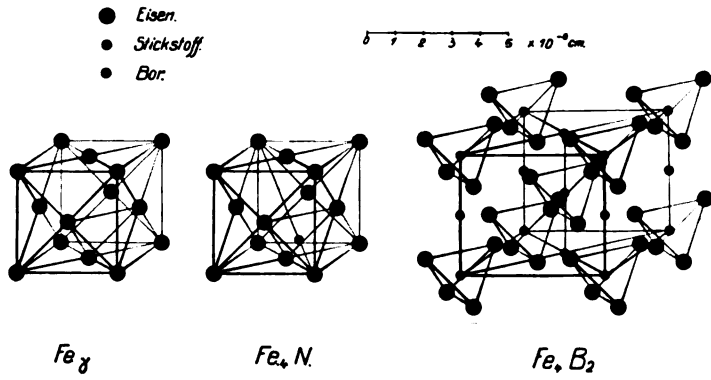


Abb. 2. Feinbauliche Verwandtschaften bei Eisenverbindungen

fahren für die Präzisionsbestimmung der Gitterparameter konnte für das Bor gezeigt werden, daß dieses in den Grenzen seiner Löslichkeit eine eben wahrnehmbare Verkleinerung des Gitterparameters von 2,856 auf $2{,}854 \cdot 10^{-8}$ cm zur Folge hat. Damit ist eindeutig nachgewiesen, daß das Bor mit dem α-Eisen einen echten Substitutionsmischkristall bildet, bei dem die gelösten Bor-Atome an Stelle von Eisenatomen in dessen Raumgitter eintreten. Für Beryllium konnte das gleiche Verhalten festgestellt werden.

Die Mischkristalle γ-Eisen—Bor bzw. γ-Eisen—Beryllium können nur mit Hilfe eines Kunstgriffes als ternäre Eisen—Mangan-Legierungen der Beobachtung zugänglich gemacht werden; dieser verbot sich in den genannten Fällen aus mehreren Gründen, deren Erörterung hier zu weit führen würde. Doch darf nach einem früher bei dem System Eisen—Kohlenstoff bewährten Analogieschluß als wahrscheinlich gemacht gelten, daß auch die Mischkristalle des γ-Eisens mit Bor und Beryllium durch Substitution gebildet sind. Das Verhalten des Kohlenstoffs bei der Mischkristallbildung mit dem Eisen findet demnach bei den Elementen Bor und Beryllium keine Parallele, vielmehr besteht auch in dieser Beziehung ein allmählicher Übergang vom Einlagerungsmischkristall γ-Eisen—Kohlenstoff über den Fall nahezu vollständiger Unlöslichkeit beim Bor zu normaler Löslichkeit und echten Substitutionsmischkristallen im System Eisen—Beryllium.

In dem System Eisen—Kohlenstoff tritt neben dem bereits erörterten Mischkristall als weitere Komponente eine Verbindung Fe_3C, Eisencarbid, auf, für die früher rhombische Symmetrie nachgewiesen wurde[5][6], deren Strukturanalyse jedoch bisher nicht vollständig vorliegt. Im System Eisen—Bor kommt eine Verbindung $(Fe_2B)_x$ vor, deren Strukturanalyse bis zur Ableitung der Raumgruppe und der Punktlagen durchgerechnet werden konnte; das Ergebnis ist in Abb. 2 dargestellt. Das Eisen—Borid $(Fe_2B)_x$ kristallisiert danach in der tetragonalen skalanoedrischen Raumgruppe $\mathfrak{V}_a^{11}$ mit der innenzentrierten Translationsgruppe Γ_t' und 4 Molekülen Fe_2B in der Basis. Die Eisenatome nehmen Punktlagen mit 2 Freiheitsgraden in (110) und $(1\bar{1}0)$ ein, die Parameter konnten auf Grund einer eingehenden Diskussion der Intensitäten zu $m = \frac{1}{6} \pm \frac{1}{288}$, $p = \frac{2}{10} \pm \frac{1}{144}$ bestimmt werden. In Verbindung mit den Kantenlängen des Elementarbereiches,

$$a = 5{,}078 \cdot 10^{-8}\ \text{cm} \pm 0{,}005$$
$$c = 4{,}223 \cdot 10^{-8}\ \text{cm} \pm 0{,}005$$

folgt daraus, daß die Eisenatome nach streng regulären Tetraedern mit den Ecken und der Raummitte der Elementarzelle als Schwerpunkten n angeordnet sind. Der mittlere Abstand der Eisenatome ergibt sich zu $2{,}41 \cdot 10^{-8}$ cm; jedes Eisenatom ist von 5 Nachbarn in nahezu gleichen Abständen umgeben. Der genannte Wert bedeutet in Verbindung mit dem Atomabstand des γ-Eisens in Zwölfer-Koordination, $2{,}53 \cdot 10^{-8}$ cm, sowie des α-Eisens in Achter-Koordination, $2{,}48 \cdot 10^{-8}$ cm, ein ausgezeichnetes Beispiel für die von V. M. Goldschmidt beschriebene Abhängigkeit des Atomradius von der Koordinationszahl.[7] Für die Boratome konnten zwei zweizählige Punktlagen ohne Freiheitsgrade in (000) und $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ bzw. $(0\,0\,\frac{1}{2})$ und $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\,0)$ wahrscheinlich gemacht werden. Damit ist das Molekül gleichzeitig als Fe_4B_2 mit zwei ungleichwertigen Boratomen festgestellt.

Die Verwandtschaft der Borid-Struktur mit dem Feinbau des reinen Eisens tritt sinnfällig in Erscheinung, wenn man das Eisennitrid Fe_4N als Zwischenstufe in die Betrachtung einbezieht; (vgl. Abb. 2). Die tetraedrische Basis des flächenzentrierten γ Eisens vermag bei der Nitridbildung das sehr kleine Stickstoffatom gerade noch ohne Störung der kubischen Symmetrie in ihrem Schwerpunkt aufzunehmen, bei gleichzeitigem Übergang des Atomgitters mit gleichwertigen Bausteinen zu einem Molekülgitter mit strukturell deutlich ausgeprägten Gruppen von vier Eisenatomen um ein Stickstoffatom. Die gleiche tetraedische Gruppe von vier Eisenatomen mit einem Fremdatom im Mittelpunkt findet sich bei dem Eisenborid unverändert wieder, während jedoch im übrigen der kubische Gesamtaufbau durch den Eintritt des zweiten, lockeren gebundenen Bor-Atomes auf tetragonale Symmetrie heruntergedrückt wird.

[5]) A. Westgren, J. Iron Steel Inst. **109** (1924) S. 159.

[6]) F. Wever, Mitt. K.-W.-Inst. Eisenforsch. **4** (1923) S. 67.

[7]) Zeitschr. f. physik. Chemie **133** (1928), 397.

(Eingegangen am 4. Februar 1929.)

Benetzbarkeit und Adsorption in ihrer Bedeutung für Flotationsvorgänge

Von E. Bierbrauer, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf

Inhalt: Der gegenwärtige Stand der Flotationstheorie. Untersuchungen über Benetzbarkeit und Adsorption an einem einfachen Flotationsmodell. Der Feinbau von Grenzschichten und seine Bedeutung für die Flotation. Praktische Auswertung. Zusammenfassung.

Im Rahmen der Erzaufbereitung fällt der Flotation die Aufgabe zu, feinkörnige Erze anzureichern. Sie bedient sich dabei der von der Oberfläche der Mineralkörner ausgehenden Wirkungen, die bei genügender Kornfeinheit andere physikalische Trennungseigenschaften überlagern. Praktisch geschieht die flotative Trennung eines Mineralgemisches in der Weise, daß das feingemahlene Erz mit Wasser zu einer Trübe aufgeschlämmt und in sogenannten Flotationszellen innig mit Öl und Luft durcheinander gerührt wird. Dabei beladen sich die Luftblasen mit Metallmineralpartikelchen und steigen an die Oberfläche, wo sie als Konzentratschaum abgezogen werden. Die Gangartkörner dagegen verbinden sich nicht mit Luft und werden am Boden der Maschine ausgetragen.

Bei der Deutung dieses Trennungsvorganges suchte man zunächst an die bekannte physikalische Erscheinung des Schwimmens schwerer Körper auf einer Wasseroberfläche anzuschließen.[1]) Nach den einfachen Gesetzen der Kapillarität entscheidet über Schwimmen oder Absinken in erster Linie die Richtung der am Umfange des in das Wasser eingetauchten Körnchens angreifenden Oberflächenspannung des Wassers. An zahlreichen Mineralien wurden daher Randwinkelmessungen vorgenommen, und man fand im allgemeinen hohe Werte bei den aus der Praxis als gut flotierbar bekannten Metallsulfiden, dagegen kleine Randwinkel bei Quarz und anderen oxydischen Mineralien. Entsprechend der Bedeutung des Randwinkels als Maß der Benetzbarkeit, indem ein großer Randwinkel schlechte Benetzung und umgekehrt bedeutet, wurde aus diesen Untersuchungen als Gesetzmäßigkeit gefolgert, daß nichtbenetzbare Mineralien, in erster Linie die Metallsulfide, durch Flotationsvermögen ausgezeichnet seien. Der Randwinkel aber als Funktion dreier Grenzflächenkräfte, Luft–Wasser, Mineral–Wasser, Mineral–Luft, von denen man die beiden letzteren nicht einmal messen kann, war als Handhabe zur planmäßigen Beherrschung der Flotationsvorgänge wenig geeignet.

Der gleiche Mangel haftet auch einer weiteren Theorie an, in deren Mittelpunkt die Adsorption steht. Man fand, daß Mineralien, die nicht von Wasser benetzbar sind, also in erster Linie wieder die Metallsulfide, Öle adsorbieren und formulierte das Gesetz[2]), daß die Adsorption das sine qua non der Flotation sei. Aber auch diese Theorie mußte ohne gleichzeitige Aufklärung des Mechanismus oder des Chemismus der Adsorption unfruchtbar bleiben.

Obwohl beide Theorien wichtige Einzelvorgänge erkannt haben, trug andererseits die enge Anlehnung an die empirische Erfahrung der Praxis wesentlich zu der bis vor kurzer Zeit vorherrschenden Ansicht bei, daß vorwiegend die Metallsulfide flotierbar seien. Metalloxyde glaubte man nur auf dem Umwege über eine oberflächliche Sulfidierung flotieren zu können.

Daß aber nichtsulfidische Mineralien auch ohne eine solche sulfidierende Vorbehandlung flotierbar sind, zeigte unter anderem ein Verfahren, das im Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zur Rückgewinnung von Phosphor aus schwedischen Magnetiterzabfällen ausgearbeitet wurde.[3]) Dabei gelang es, das Phosphormineral Apatit, $Ca_5Cl(PO_4)_3$ bzw. $Ca_5F(PO_4)_3$, flotativ zu heben. Das angewandte Flotationsreagens ist ausschließlich Natriumpalmitat, das Natriumsalz der hochmolekularen Palmitinsäure.

Für theoretische Untersuchungen schien dieses einfache Flotationsmodell infolge der Verwendung eines einzigen wohldefinierten Reagenzes ganz besonders geeignet zu sein. Hinzu kam die ausgeprägte Oberflächenaktivität des Natriumpalmitates, die es gestattete, auch sehr kleine Konzentrationsänderungen in der wäßrigen Palmitattrübe, hervorgerufen durch Adsorption an Mineralien, durch Messung der von der Konzentration abhängigen Oberflächenspannung der Lösung vorzunehmen.

Entsprechende Messungen an diesem Modell, bei denen die Oberflächenspannung nach der von J. Traube angegebenen indirekten Methode[4]) der Tropfenzählung ermittelt wurde, führten zunächst zu der Erkenntnis, daß Natriumpalmitat von Apatit adsorbiert wird. In Anbetracht der außerordentlich starken Neigung des Kalziums, sich mit Natriumpalmitat zu schwer löslichem Kalziumpalmitat umzusetzen, lag die Vermutung nahe, daß auch die oberflächliche Anlagerung an Apatit auf diese Affinität zurückzuführen sei. Eine Bestätigung dieser Annahme konnte vor allem darin gesehen werden, daß auch andere Mineralverbindungen mit Metallionen ähnlicher chemischer Affinität Natriumpalmitat anlagern. Analytische Untersuchungen machen es wahrscheinlich, daß die Anlagerungsschicht das Produkt einer chemischen Reaktion des Adsorbendums mit dem Metallion des Adsorbens darstellt, das nur dann zustande

[1]) Metall und Erz **11** (1924), 455—62.

[2]) U. a. Kolloid-Zeitschr. **34** (1923), 383.

[3]) Mitt. K.-W.-Inst f. Eisenforsch. **10** (1928), 317—22; Arch. Eisenhüttenw. **2** (1928/29), 355—59 (Gr. A.: Erzaussch. 36.)

[4]) Zeitschr. f. ang. Chem. **35** (1922), 675.

kommt, wenn die entstehende Adsorptionsverbindung schwerer löslich als das adsorbierende Mineral ist.

Der Nachweis der Adsorption und die Ermittlungen über ihren Chemismus genügten aber

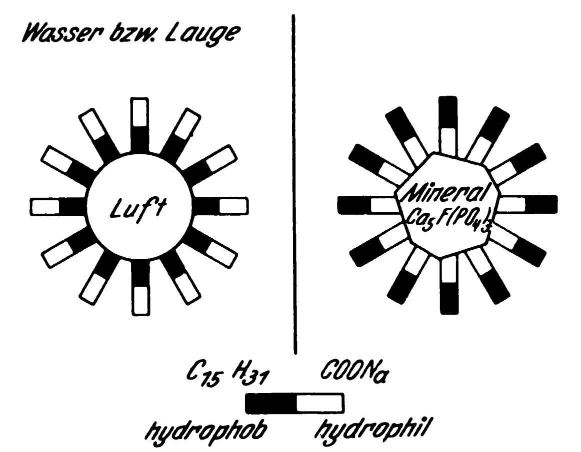


Abb. 1. Orientierung der Palmitatmoleküle in den Grenzschichten Luft–Wasser und Mineral–Luft

allein noch nicht zur Beantwortung der Frage, wie der Komplex Schaumblase–Mineralkorn, der den Kern der Flotation bildet, zustande kommt. Über diese Verkettung konnten erst Untersuchungen Aufschluß geben, die sich in Richtung der Theorie

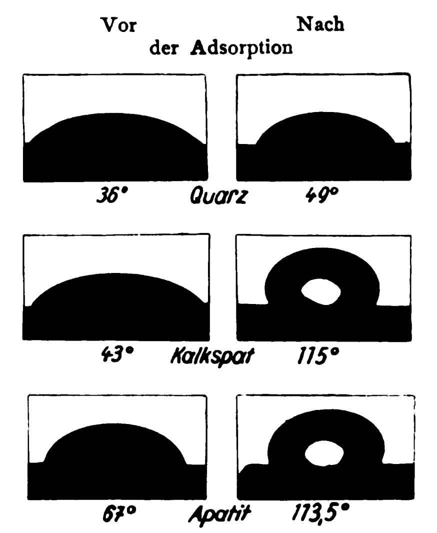


Abb. 2. Tropfenform von Wasser auf Mineralflächen vor und nach der Adsorption von Natriumpalmitat. (Die Zahlenangaben beziehen sich auf die entsprechenden Randwinkel)

von Langmuir[5]) und Harkins[6]) über den Feinbau polarer Stoffe in Grenzschichten bewegten.

Als oberflächenaktiver Stoff konzentriert sich Natriumpalmitat an der Grenzschicht Luft–Wasser. Infolge der Polarität des Natriumpalmitates tritt dabei eine Orientierung der einzelnen Moleküle

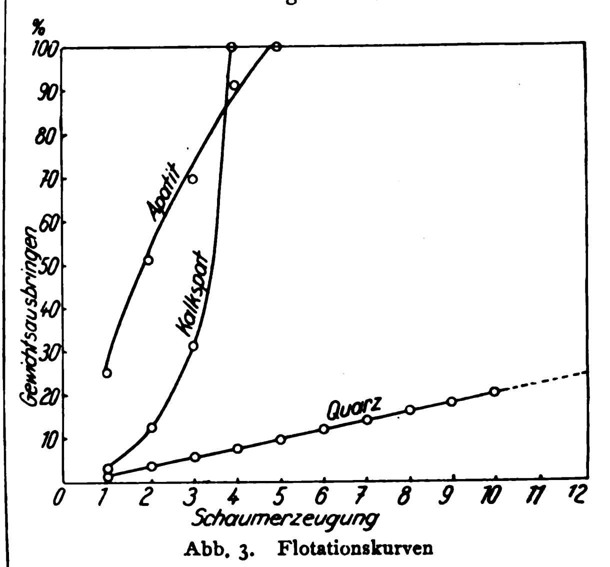


Abb. 3. Flotationskurven

in der Weise ein, daß der hydrophobe Pol, die Kohlenwasserstoffgruppe, zur Luft hinzeigt, dagegen die hydrophile COONa-Gruppe unmittelbar an das Wasser grenzt. Die Abb. 1 veranschaulicht diese Anordnung an einer in einer wäßrigen Natriumpalmitatlösung aufsteigenden Luftblase und zeigt ferner die vermutliche Orientierung der Moleküle bei der Adsorption von Natriumpalmitat an Apatit. Bei letzterer dürfte der reaktionsfähige Pol, die COONa-Gruppe sich unmittelbar dem

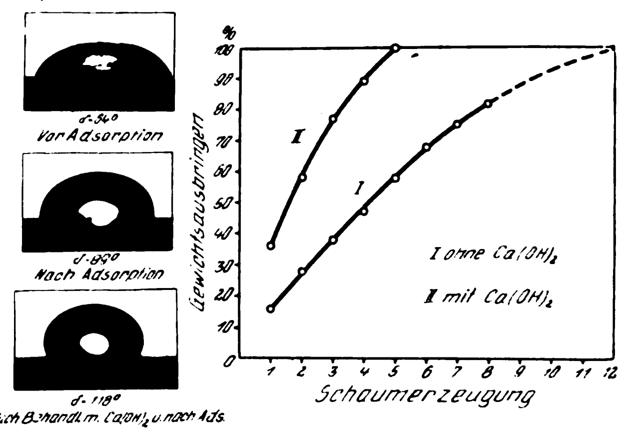


Abb. 4. Benetzbarkeit und Schwimmvermögen von Zinnstein vor und nach der Behandlung mit $Ca(OH)_2$

Mineral anlagern, dagegen der träge hydrophobe Alkylrest nach außen zeigen. Nach der Adsorption müßten daher die Mineralien eine wesentliche Verringerung ihrer Benetzbarkeit aufweisen. Aufnahmen von Wassertropfen auf Mineralflächen vor und nach der Behandlung mit Natriumpalmitat zeigen in der Tat (Abb. 2) bei den gut adsorbierenden Mineralien Kalkspat und Apatit eine auf-

---

[5]) J. Am. Chem. Soc. **39** (1917), 1848—1906.

[6]) J. Am. Chem. Soc. **39** (1917), 354—64; **42** (1920), 700.

fallende Abnahme der Benetzung, während der schlecht adsorbierende Quarz kaum beeinflußt wird. Diese Beobachtung läßt auf die gekennzeichnete Orientierung der Moleküle schließen. Mit dem gleichzeitigen Eintreten der Konzentration des Palmitates und der Molekülanordnung sowohl an der Luftblase als auch am Mineral sind alle Bedingungen für die Bildung der Luft–Mineral-Komplexe, d. h. für die Flotation erfüllt. Nach Abb. 3, in der das Schwimmvermögen durch die Abhängigkeit der in den Schaum gehenden Mineralmengen von der Anzahl der notwendigen Schaumerzeugungen (oder Anzahl der Flotationszellen) wiedergegeben ist, bestätigt sich dieser kausale Zusammenhang. Der steile Verlauf der Kurven von Apatit und Kalkspat bedeutet gute Flotierbarkeit, während die flache Steigung der Quarzkurve auf fehlendes Schwimmvermögen für Quarz schließen läßt.

Als weitere Bestätigung der entwickelten Theorie und zugleich als Beispiel für die Möglichkeit ihrer praktischen Auswertung sei ein Versuch zur Flotation von Zinnstein mitgeteilt. Zinnstein, SnO_2, gehört zu den Mineralien, die mehr oder weniger als nicht flotierbar gelten. Auch mit Natriumpalmitat wurden keine praktisch brauchbaren Ergebnisse erzielt, da Zinnstein dieses Reagens kaum adsorbiert. Eine Steigerung des Adsorptionsvermögens war aber zu erwarten, wenn es gelingen würde, zunächst Kalziumionen anzulagern, die ihrerseits wiederum zur Adsorption von Natriumpalmitat führen. Wie Abb. 4 zeigt, ließ sich durch eine Vorbehandlung mit $Ca(OH)_2$, unter wahrscheinlicher Bildung von Kalziumstannat an der Zinnsteinoberfläche diese Möglichkeit verwirklichen. In Übereinstimmung mit der starken Verringerung der Benetzbarkeit, — das Tropfenbild zeigt große Ähnlichkeit mit dem entsprechenden Bilde für Apatit und Kalkspat (Abb. 2) — ist das Flotationsvermögen des Zinnsteins nach dieser Vorbehandlung außerordentlich verbessert, wie der steile Verlauf der Kurve II erkennen läßt.

Adsorption und Benetzbarkeit, bzw. die bestimmte Orientierung der Moleküle der verwendeten Flotationsreagenzien bedingen also weitgehend die Flotation. Zu ihrer planmäßigen Meisterung ist aber vor allem die Kenntnis des Chemismus der Adsorption von größter Wichtigkeit, da sie erst die Handhabe zur praktischen Auswertung der Theorie gibt.

Zusammenfassung

Untersuchungen an einem einfachen Flotationsmodell lassen erkennen, daß Adsorption und Benetzbarkeit infolge der besonderen Orientierung der Moleküle des verwendeten Reagenzes in den Grenzschichten Luft–Wasser und Mineral–Luft in ursächlichem Zusammenhang mit der Flotation stehen.

(Eingegangen am 4. Februar 1929)

Texturen kaltverformter Metalle

Von W. E. Schmid, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf

Inhalt: Es wird die enge Verwandtschaft der Texturen bei verschiedenen Verformungsarten nachgewiesen.

Die Untersuchungen der Kristallitlagen in kaltverformten Metallen waren von Beginn an geleitet von der Hoffnung, einfache Beziehungen zwischen den Gesetzmäßigkeiten der innerkristallinen Verformung und der sich ausbildenden Textur zu finden, in der Weise, daß etwa, wenn wir den Vorgängen im Kristall die Gesetze reiner Translation nach Mügge zugrunde legen, beim axialen Zugvorgang eine Gleitrichtung in die Zugrichtung oder beim Walzvorgang die Gleitebene in die Walzebene und Gleitrichtung in die Walzrichtung einlenken würde. Diese ersten und einfachen Anschauungen mußten bald einer Korrektur unterzogen werden, nachdem Taylor und Elam[1]) bei der Dehnung von Aluminium-Einkristallen ein gleichzeitiges oder rasch abwechselndes Gleiten auf mehreren kristallographisch gleichartigen Gleitsystemen festgestellt hatten, — unter einem „Gleitsystem" soll dabei die Zusammenfassung einer Gleitebene mit einer in ihr enthaltenen Gleitrichtung verstanden sein. —

Über das Ergebnis eines derartigen Wettstreits mehrerer Gleitsysteme kann nur unter Zuhilfenahme bestimmter Voraussetzungen ausgesagt werden, vor allem bei Verformungsarten niedriger Symmetrie, wie etwa dem Walzvorgang, wird der Verlauf völlig undurchsichtig. Es erhebt sich die Frage, ob wir überhaupt berechtigt sind, als ideales Ergebnis der Verformung einzelne bestimmte Kristallitlagen zu erwarten, bei denen rationale Gitterrichtungen in den Verformungsachsen liegen. In der Tat hat Wever[2]) schon frühzeitig in der von ihm eingeführten Darstellung der Verformungstexturen durch Polfiguren für gewalzte Aluminiumfolien eine ganze Folge von Kristallitlagen angegeben. Es scheint vorerst unmöglich, eine klare und widerspruchslose Verknüpfung dieses Befunds mit den innerkristallinen Gesetzen aufzustellen.

Eine Weiterführung der Arbeiten mußte deshalb vor allem auf eine Verbreiterung der phänomenologischen Grundlagen abzielen. Es mußte versucht werden, an Hand eingehender und systematischer Untersuchungen der Texturen verschiedener Verformungsarten gemeinsame Gesichtspunkte herauszuschälen. In diesem Sinne hat Wever[3]) über Untersuchungen an axialsymme-

[1]) G. J. Taylor u. F. Elam: Proc. Roy. Soc. London **102** (1923), S. 643.

[2]) F. Wever: Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforsch. **5** (1924), S. 69; Zeitschr. f Phys. **28** (1924), 69.

[3]) F. Wever: Zeitschr. f. techn. Phys. **8** (1927), 404.

trisch gestauchten Proben mit flächenzentriert oder körperzentriert kubischem Gitter berichtet, eine Zusammenstellung des damals angegebenen Befunds zeigen Abb. 1 und 2, in denen die entsprechenden

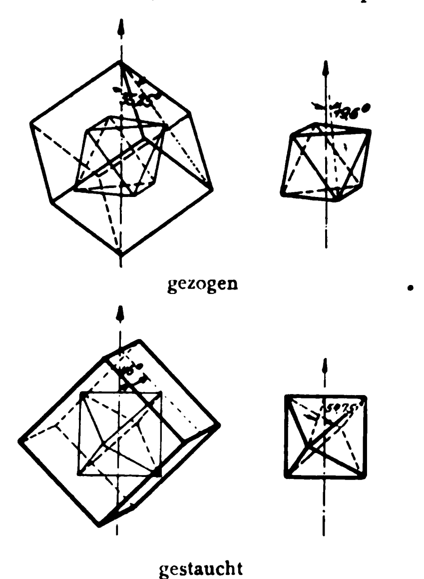


Abb. 1. Gitterlagen in axialsymmetrisch verformtem Kupfer

Kristallitlagen für das flächenzentrierte bzw. raumzentrierte kubische Gitter dargestellt sind. Ein gemeinsames Kennzeichen beider Texturen für

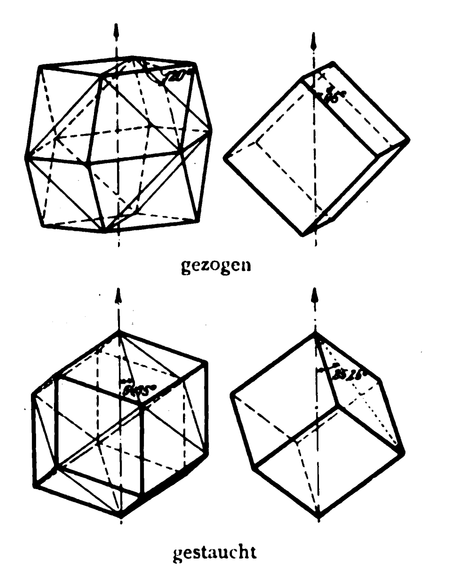


Abb. 2. Gitterlagen in axialsymmetrisch verformtem Eisen

Zug- und Stauchvorgang finden wir, wenn wir jeweils die Lage der Kristallite in Bezug auf die Richtung des Stoffabflusses betrachten. Wir können dann den von Körber[4]) für den Zugvorgang ausgesprochenen Satz: „Die dichtest belegte Netzebene stellt sich senkrecht zur Zugrichtung" verallgemeinern in der Form: „Es stellen sich jeweils möglichst viele dichtest belegte Netzebenen senkrecht zu Richtungen des Stoffabflusses."

In systematischem Fortschreiten vom einfachen zum komplizierteren Verformungsvorgang wurde nun neuerdings die Textur parallelepipedisch gestauchter Proben untersucht. Quader- oder würfelförmige Metallstücke wurden in einer entsprechenden Vorrichtung so gestaucht, daß der Stoffabfluß nur in einer einzigen, zur Stauchachse senkrechten Richtung erfolgen konnte. Dieser Verformungsvorgang stellt eine Art Idealisierung des Walzvorganges dar, bei der alle die unkontrollierbaren Einflüße der Breitung des Walzgutes, des Walzendurchmessers, der Stichzahl und -stärke vermieden werden. Aus den so verformten Proben wurden für die röntgenographische Untersuchung Plättchen in verschiedenen Richtungen herausgearbeitet.

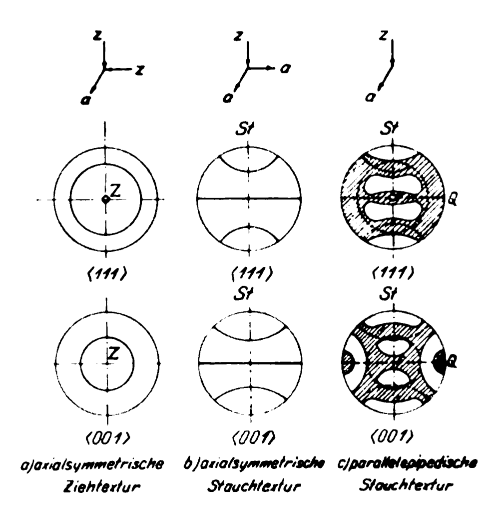
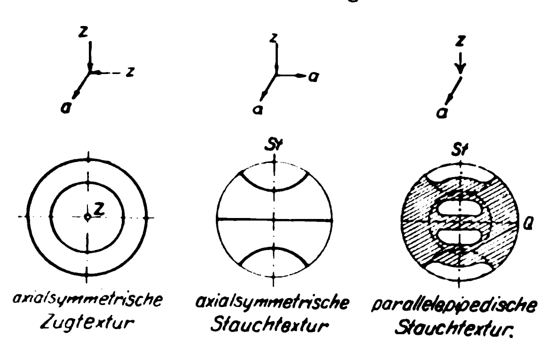


Abb. 3. Verformungstexturen von Aluminium; Flächenpolfiguren für Würfel und Oktaeder

Abb. 3 zeigt eine Zusammenstellung der Polfiguren von Würfel und Oktaeder für den axialsymmetrischen Zug- und Stauchvorgang und für parallelepipedische Stauchung. Auf eine Berücksichtigung der Streuung, in Wirklichkeit treten an Stelle der Kreislinien gürtelförmige Zonen, wurde dabei für die beiden axialsymmetrischen Vorgänge verzichtet. Jeweils über den Polfiguren ist eine schematische Darstellung des entsprechenden Fließvorganges in 3 orthogonalen Achsen gegeben. Wir haben beim axialen Zug eine Stoffabfluß- und 2 dazu senkrechte Zuflußrichtungen, bei der axialen Stauchung 1 Zufluß- und 2 dazu senkrechte Stoffabflußrichtungen und bei der parallelepipedischen Stauchung 1 Zu- und 1 Abflußrichtung. Es zeigt sich, daß der parallelepipedische Stauchvorgang als eine Überlagerung einer axialen

[4]) F. Körber: Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforsch. 3 (1922), S. 1.

Stauchung mit der Achse in der Richtung *St* und eines axialen Zugvorganges mit der Achse in der Fließrichtung *F* aufgefaßt werden kann. Versuchen wir entsprechend die Polfigur dieser Verformungsart aus den beiden Figuren für die axialen Vorgänge aufzubauen, wie dies im Bild durch gestrichelte Linien angedeutet ist, so finden wir eine deutliche Übereinstimmung.



Flächenpolfiguren für (110)

Abb. 4. Verformungstexturen von Eisen; Flächenpolfiguren für das Rhombendodekaeder

In Abb. 4 ist dieselbe Zusammenstellung für das kubisch körperzentrierte Gitter, als dessen Vertreter Eisen untersucht wurde, diesmal für die Rhombendodekaeder-Ebenen angezeichnet. Die Übereinstimmung ist hier noch auffallender als beim Aluminium. Eine Gegenüberstellung der Polfiguren für den parallelepipedischen Stauchvorgang und den Walzvorgang (Abb. 5) zeigt deutlich

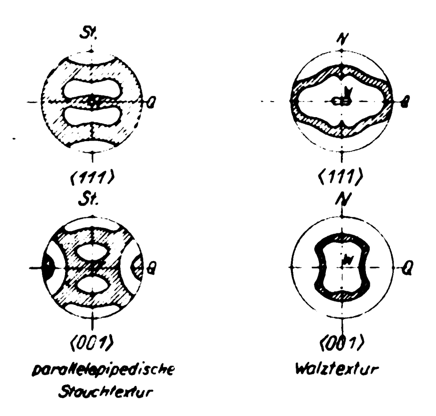


Abb. 5. Vergleich der Texturen bei parallelepipedischer Stauchung und beim Walzen

die nahe Verwandtschaft dieser beiden Verformungsarten.

Zusammenfassung

Für die Einstellung der Kristallite bei axialsymmetrischer Verformung läßt sich eine einheitliche Regel angeben in dem Satz: „Es stellen sich möglichst viele dichtest belegte Netzebenen senkrecht zu Richtungen des Stoffabflusses.“ Es wird gezeigt, daß die Texturen bei komplizierteren Verformungsarten in enger und einleuchtender Beziehung zu denjenigen axialer Symmetrie stehen. Die geneologische Deutung des gewonnenen Tatsachenmaterial aus den für die Entstehung der Textur maßgebenden Gesetzen bleibt die Aufgabe weiterer Untersuchungen.

(Eingegangen am 4. Februar 1929)

Über die Ursache der Blasenbildung beim Beizen von Flußstahlblechen durch eindiffundierenden Wasserstoff

Von Gustav Thanheiser, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf

Inhalt: Zweck des Beizens. Blasenbildung. Diffusionsdruck des Wasserstoffs gegen Eisen.

Der geringe Widerstand des Eisens gegen korrodierende Einflüsse macht es notwendig, daß dieses für verschiedene Verwendungszwecke mit einer Schutzschicht aus einem anderen Metall oder Emaille überzogen werden muß. Vor dem Aufbringen dieser Schicht ist es erforderlich, auf dem Werkstoff eine metallisch blanke Oberfläche zu erzeugen, d. h. die von einer Warmformgebung oder Glühbehandlung herrührende Oxydschicht muß vollständig entfernt werden. Dies geschieht meist durch Lösen des Oxyds in Säuren. Nach dem Beizen beobachtet man oft auf dem Werkstoff Blasen, deren Ausdehnung von Stecknadelkopf- bis Handtellergröße schwankt. Abb. 1 zeigt als Beispiel nesterförmig angeordnete Beizblasen. Schneidet man eine Beizblase auf, so findet man vollständig metallisch blanke Innenflächen, ein Zeichen, daß nicht in das Innere des Werkstoffs eingedrungene Beizflüssigkeit als Ursache der Beizblasenbildung angesehen werden kann.

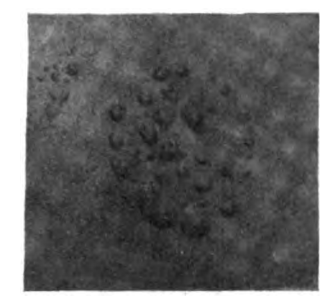



Abb. 1. Nesterförmig angeordnete Beizblasen

Bei der Entwicklung einer Vorstellung über die Ursache der Entstehung dieser Blasen muß berücksichtigt werden, daß beim Beizen auch das metallische Eisen zum Teil von der Säure unter Wasserstoffentwicklung gelöst wird. Es ist seit langem bekannt, daß dieser im Entstehungszustand

befindliche Wasserstoff in das Eisen diffundieren kann. Wie dieser in das Eisen diffundierende Wasserstoff Veranlassung zur Beizblasenbildung geben kann, zeigen die Untersuchungen von

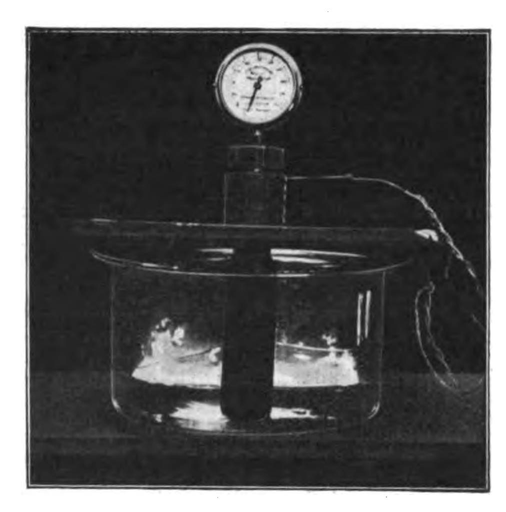


Abb. 2. Apparatur zur Ansammlung von kathodisch erzeugtem Wasserstoff kurz vor Beendigung des Versuches

M. Bodenstein[1]) und C. A. Edwards.[2]) Nach diesen diffundiert der Wasserstoff in atomarer Form in das Eisen. Trifft dieser Wasserstoff auf einen Hohlraum oder einen Einschluß, durch den er nicht



Abb. 3. Emaillierte Hülse im Ausgangszustand und nach der Entwicklung von Wasserstoff durch Schwefelsäure im Innern

zu diffundieren vermag, so bildet sich molekularer Wasserstoff, der bei normaler Temperatur nicht imstande ist, durch Eisen zu diffundieren, wie ja das Aufbewahren des Wasserstoffs in Stahlbomben

[1]) M. Bodenstein: Zeitschr. Elektrochem. **28** (1922), 517—26.
[2]) C. A. Edwards: Iron Steel Inst. **110** (1924), 9—44.
[3]) Vgl. Peter Bardenheuer und Gustav Thanheiser: Mitt. K. W.-Inst. f. Eisenforsch. **10** (1928), 323—42.

zeigt. Wie hoch der Druck durch Ansammlung von Wasserstoff steigen kann, zeigen zwei im folgenden beschriebene Versuche.[3]) Beim ersten Versuch wurde an der Außenseite einer mit einem Manometer verschlossenen Hülse aus Kruppschem Weicheisen elektrolytisch Wasserstoff entwickelt.

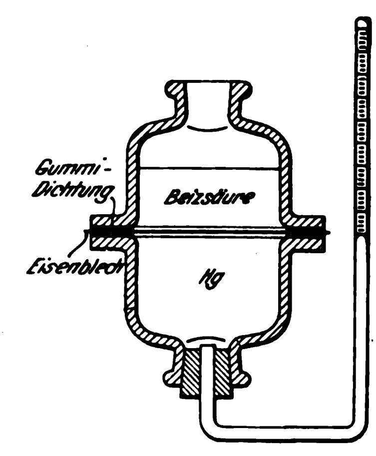


Abb. 4. Apparatur zur Bestimmung der Wasserstoffdiffusion

Nach kurzer Zeit zeigte das Manometer im Innern der Hülse eine Drucksteigerung an. Der Versuch mußte bei einem Druck von etwa 300 at abgebrochen werden, da dieser Druck schon erheblich über dem Meßbereich des Manometers lag. Abb. 2 zeigt die Anordnung kurz vor Beendigung des

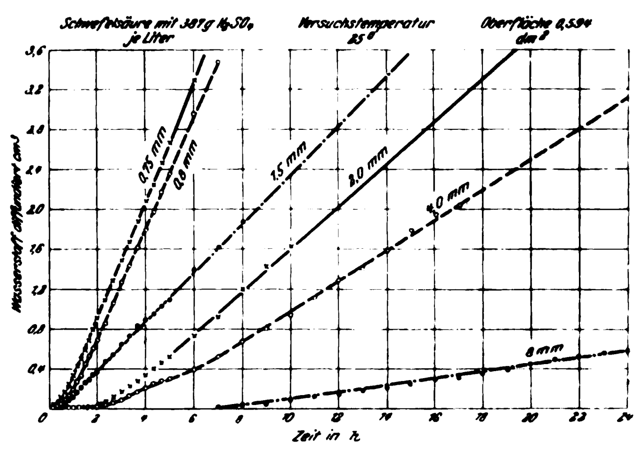


Abb. 5. Abhängigkeit der Wasserstoffdiffusion von der Blechstärke

Versuches. Auch der zweite Versuch zeigt die Wirkung der Ansammlung von Wasserstoff. In diesem Fall wurde im Innern einer auf der Außenseite emaillierten Hülse durch Einwirkung von Schwefelsäure auf das Eisen Wasserstoff erzeugt. Der diffundierende Wasserstoff gelangte bis zur Emailleschicht, durch die er nicht diffundieren kann, sammelte sich an und sprengte wenn der Druck hoch genug gestiegen war, die Emaille

ab, und zwar wurde jeder Splitter so abgehoben, daß die metallisch blanke Oberfläche des Werkstoffs zu erkennen war, wie Abb. 3 zeigt.

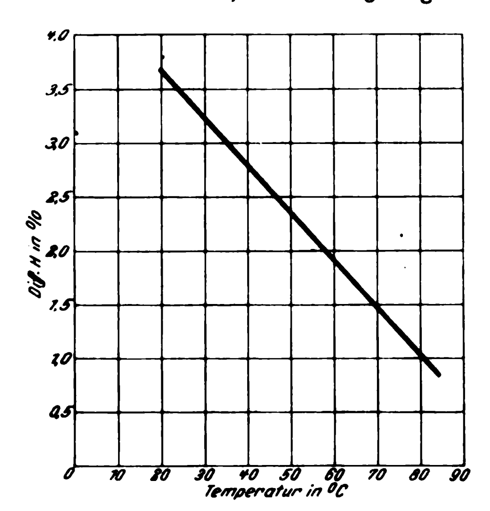


Abb. 6. Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{\text{H diff.}}{\text{H entw.}}$ von der Temperatur

Die Versuche stehen mit der oben entwickelten Anschauung der Beizblasenbildung durch Ansammlung von molekularem Wasserstoff im Innern des Werkstoffs in Einklang. Nach dieser ist die Beizblasenbildung, gleiche Beschaffenheit des Werkstoffs vorausgesetzt, von der Menge des bis zum Blankbeizen eindiffundierenden Wasserstoffs abhängig, d. h. beim Beizbetrieb müssen die Bedingungen so gewählt werden, daß vom Werkstoff möglichst wenig Wasserstoff aufgenommen wird. Um dies zu ermöglichen, wurde die Abhängigkeit der Wasserstoffdiffusion von den einzelnen im

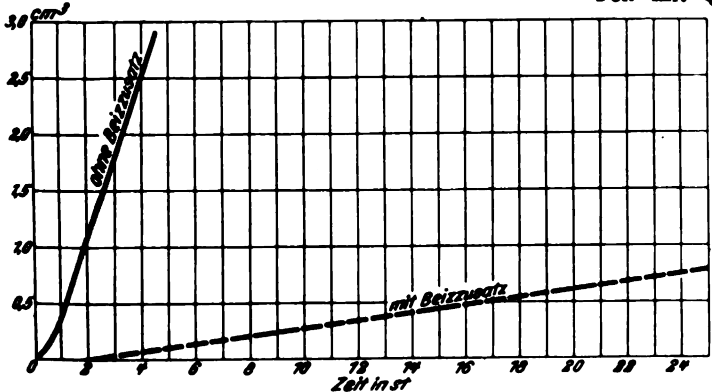


Abb. 7. Einfluß einer Zugabe von Dr. Vogels Beizzusatz auf die Wasserstoffdiffusion

Beizbetrieb auftretenden Faktoren bestimmt. Da in neuerer Zeit die Anwendung von Beizzusätzen immer häufiger wird, wurde auch deren Einfluß auf die Wasserstoffdiffusion festgestellt. Beizzusätze sind Stoffe, die in geringen Mengen dem Beizbad zugesetzt, den Angriff der Säuren auf das metallische Eisen vermindert, während die Löslichkeit des Oxyds nicht beeinflußt wird. Die für die Be-

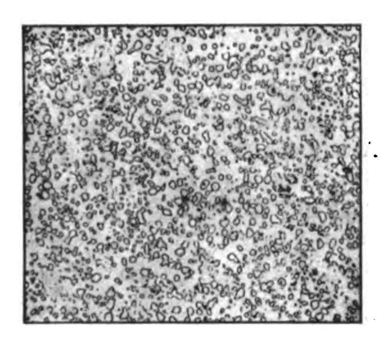


Abb. 8. Kugeliger Zementit

stimmung der Abhängigkeit der Wasserstoffdiffusion benutzte Apparatur zeigt Abb. 4. Das zu untersuchende Blech wird mittels Schraubzwingen

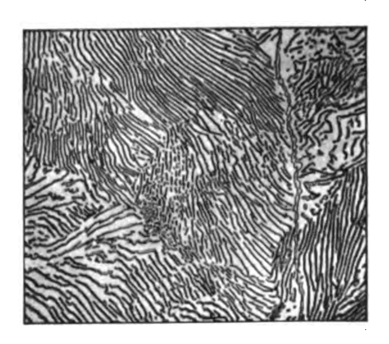


Abb. 9. Lamellarer Perlit

zwischen 2 Glasglocken gespannt. Nachdem die untere Glocke vollständig und die Meßröhre zum Teil mit Quecksilber gefüllt ist, wird die ganze

Schwefelsäure mit 387 g H_2SO_4 je Liter
Blechstärke 1,2 mm. Versuchstemperatur 40°

Abb. 10. Abhängigkeit der Wasserstoffdiffusion vom Kohlenstoffgehalt des Bleches

Apparatur in ein auf die Versuchstemperatur erhitztes Wasserbad gestellt und die Beizsäure auf das Blech gegossen. Der durch das Blech dif-

fundierende Wasserstoff sammelt sich unter diesem an und drückt das Quecksilber in die Meßröhre, wo das Volumen abgelesen werden kann. Mit Hilfe dieses Apparates wurde der Einfluß der Blechstärke, Beiztemperatur, Art und Konzentration der Beizsäure sowie der Zugabe eines Beizzusatzes bestimmt. Im folgenden sollen einige Ergebnisse dieser Untersuchung mitgeteilt werden.

Die Abhängigkeit der Wasserstoffdiffusion von der Blechstärke ist aus Abb. 5 zu erkennen. Nach der Sättigung des Bleches nimmt die diffundierte Wasserstoffmenge linear mit der Zeit zu. In dem untersuchten Bereich von 0,75 bis 8 mm Blechstärke ist die diffundierte Wasserstoffmenge etwa umgekehrt proportional der Blechstärke.

Bei den Untersuchungen über den Einfluß der Temperatur auf die Wasserstoffdiffusion wurde bei jedem Versuch gleichzeitig die Menge des entwickelten Wasserstoffs, die sich auch mit der Temperatur ändert, bestimmt. Sowohl die Menge des entwickelten als auch die des diffundierten Wasserstoffs steigt mit der Temperatur, dagegen fällt der Anteil des diffundierten am entwickelten Wasserstoff mit steigender Temperatur, wie Abb. 6 zeigt.

Aus Abb. 7 ist der Einfluß der Zugabe eines Beizzusatzes auf die Wasserstoffdiffusion zu erkennen. Die Menge des diffundierten wird ebenso wie die des entwickelten Wasserstoffs durch den Zusatz stark verringert.

In welchem Maß die Menge des diffundierten Wasserstoffs von der chemischen Zusammensetzung und der Vorbehandlung des Werkstoffs abhängig ist, zeigt eine Untersuchung über den Einfluß des Kohlenstoffgehaltes auf die Wasserstoffdiffusion. In Blechen mit 0,71, 1,04, und 1,32 % Kohlenstoff wurde einmal durch entsprechende Glühbehandlung das Eisenkarbid in die kugelige (Abb. 8) und einmal in die lamellare Form (Abb. 9) übergeführt. In Abb. 10 sind die diffundierten cm^3 Wasserstoff in Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt dargestellt. Man ersieht daraus, daß mit steigendem Kohlenstoffgehalt die Menge des diffundierten Wasserstoffs abnimmt. Vor allem fällt aber auf, daß durch die Proben mit kugeligem Zementit ein vielfaches an Wasserstoff diffundiert als durch die mit lamellarem Perlit. Das Beispiel zeigt, wie stark die Wasserstoffdiffusion von der chemischen Zusammensetzung und der Vorbehandlung des Werkstoffes abhängig ist. Diese Zusammenhänge müssen stets berücksichtigt werden, wenn bei Untersuchungen über die Diffusion des Wasserstoffs vergleichbare Ergebnisse erzielt werden sollen.

Zusammenfassung

Bei der Säurebeizung des Eisens entsteht Wasserstoff, der in das Eisen diffundiert und dessen Oberfläche durch seinen Diffusionsdruck blasenförmig auftreibt. Die Abhängigkeit der Erscheinung von verschiedendenen Faktoren (Abmessungen, Temperatur, chemische Zusammensetzung des Eisens und der Beize) wird untersucht.

(Eingegangen am 4. Februar 1929)

Über die Bestimmung von Gastemperaturen mittels Druckdifferenzmessung

Von Hans Schmick †, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf

Fließt eine bestimmte Gasmenge in der Zeiteinheit durch eine Drosselstelle, so ist der entstehende Differenzdruck nahe proportional der absoluten Temperatur. Sei nämlich M die sekundlich hindurchtretende Gewichtsmenge des Gases, Δp die Druckdifferenz und ϱ die Gasdichte, so gilt bei hinreichend kleiner Druckdifferenz

$$M = \alpha \sqrt{\Delta p \cdot \varrho}\,, \qquad (1)$$

hierin ist α ein für die Form der Drosselstelle charakteristischer Faktor. Man erhält Gleichung (1) aus dem folgenden einfachen Ansatz: Ändert sich der Strömungsquerschnitt, so ist die Abnahme der potentiellen Energie des Druckes gleich der Zunahme der kinetischen Energie der Strömung. Die Einflüsse der Reibung, sowie der Expansion werden hierbei wegen ihrer Kleinheit außer acht gelassen[1]). Die linke Seite von (1) ist proportional der Gasgeschwindigkeit in der Drosselstelle und der Dichte des austretenden Strahles, daraus folgt das Bunsensche Ausströmungsgesetz, wonach sich die Dichten umgekehrt wie die Quadrate der Geschwindigkeiten verhalten.

Führt man die Temperatur mittels der Gasgleichung

$$\varrho = \frac{m\,p}{R\,T} \qquad (2)$$

ein, worin p und T Druck bzw. Temperatur vor dem Eintreten des Gases in die Drosselstelle bedeuten, so erhält man

$$M = \alpha \sqrt{\frac{\Delta p \cdot p \cdot m}{R\,T}}\,. \qquad (3)$$

Bei gegebenem Druck und gegebener Menge eines Gases vom Molekulargewicht m muß also $\Delta p/T$ konstant sein, d. h. die Druckdifferenzen ändern sich im gleichen Verhältnis wie die Temperaturen:

$$(\Delta p)_1 : (\Delta p)_2 = T_1 : T_2\,. \qquad (4)$$

Hiernach bestimmt man Δp zunächst bei einer bekannten Temperatur T_1, z. B. Zimmertemperatur, dann bei der unbekannten Temperatur T_2.

[1]) Betreffs allgemeiner Formeln vergl. Handb. d. Phys. von Geiger und Scheel, Bd. VII (1927) Art. J. Ackeret, Gasdynamik.



In Abb. 1 tritt das Gas durch die Drosselstelle a mit der Temperatur T_a in das Meßrohr ein und fließt dann durch b, nachdem es die bekannte Temperatur T_b angenommen hat. Die Drosselstelle b dient zur Mengenmessung, zweckmäßig stellt man bei den beiden zu vergleichenden Temperaturen $(T_a)_1$ und $(T_a)_2$ auf gleiche Druckdifferenz Δp_b ein. Hierbei hat die Änderung von $\Delta p a$ eine geringe Änderung des Gesamtdruckes p vor b zur Folge, die nach Gleichung (3) bei der Mengenmessung berücksichtigt werden muß. Man richtet es deshalb so ein, daß die Druckänderungen nur etwa $1\,^0/_0$ des Gesamtdruckes betragen. Durch Gleichsetzen der Mengen für die Drosselstellen a und b fällt nach (3) das Molekulargewicht m heraus, man kann also Δp_b zunächst in Luft bei Zimmertemperatur einstellen und dann bei gleichem Δp_b die Temperatur eines Gases von anderem Molekulargewicht ermitteln.

Die beschriebene Anordnung stellt ein Gasthermometer konstanten Druckes dar, denn nach

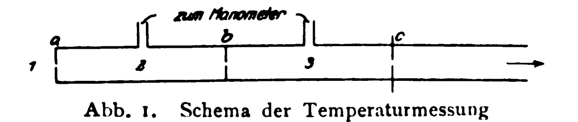


Abb. 1. Schema der Temperaturmessung

(2) messen wir unmittelbar die Temperaturabhängigkeit der Dichte. Das Prinzip wird in der Literatur nur gelegentlich erwähnt, es liegt z. B. einem Patente vom Jahre 1893 zugrunde[2]). E. Göbel hat neuerdings[3]) nach dieser Methode Temperaturmessungen am Siemens-Martin-Ofen ausgeführt, seine Arbeit enthält jedoch keine näheren Angaben über die Ausführung des Instruments und seine praktische Verwendbarkeit.

Bekanntlich ist es sehr schwierig, hohe Gastemperaturen zu messen, da das in den Gasraum eingeführte Thermometer im Strahlungsaustausch mit der Umgebung steht. Die oben beschriebene Anordnung bietet nun einen prinzipiellen meßtechnischen Vorteil, da das zu untersuchende Gas selbst als Meßelement dient. Meßfehler werden dann auftreten, wenn die Drosselstelle eine andere Temperatur besitzt als das hindurchströmende Gas. Es läßt sich nun zeigen, daß in vielen Fällen die ultrarote Abstrahlung eines kohlensäure- oder wasserdampfreichen Gases auch bei großer Temperaturdifferenz zwischen Gas und Düse einen nur geringen Fehler verursachen wird. Maßgebend sind vielmehr in erster Linie der konvektive Wärmeübergang und die dynamischen Verhältnisse beim Eintreten des heißen Strahles in das kältere Rohr.

Die folgenden Versuche sollen einen Überblick über die zu erwartenden Meßfehler geben.

1. Bei Messungen mit einem vollständig wassergekühlten Rohr an einem gasbeheizten Muffelofen, nachdem das Gas abgestellt und der Ofen möglichst gut ausgeglichen war, zeigt Abb. 2, daß die Eichkurven weit unter der durch (4) gegebenen theoretischen Geraden liegen. Eine Erweiterung der Drosselstelle von 2 auf 4 mm Durchmesser ergab eine geringe Verschlechterung der Anzeige,

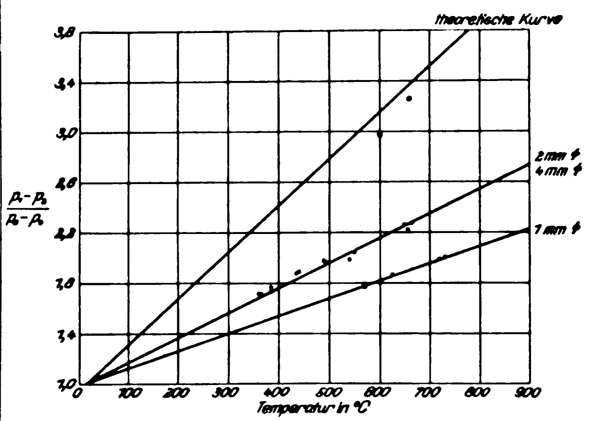


Abb. 2. Gastemperatur im Muffelofen

daraus folgt, daß nicht der Wärmeübergang allein maßgebend sein kann. Die Druckentnahme erfolgte hierbei in großer Entfernung von der vorderen Drosselstelle. Man kann die Kurven der Abb. 2 als Eichkurven benutzen, muß dann aber erwarten, daß Änderungen der Gaszusammensetzung einen bestimmten Einfluß auf das Ergebnis haben werden. Bei Verwendung einer Magnesiadüse, die sich auf Gastemperatur einstellte, konnten die theoretischen Werte nahezu erreicht werden.

2. Ferner wurden Messungen an der nichtleuchtenden Bunsenflamme bei etwa 1650° C vorgenommen. Zur Vermeidung der Wasserdampfkondensation befand sich das Meßrohr auf einer Temperatur von 100° C. Die beobachteten Druckdifferenzen lagen hier nur um etwa $15\,^0/_0$ unter den maximal zu erwartenden Werten. Bei Verwendung einer Magnesiadüse stieg die Druckdifferenz um weitere $10\,^0/_0$. Der prozentuale Fehler ist also bei der Bunsenflamme viel geringer als bei den Messungen am Gasmuffelofen. Dieses Ergebnis läßt darauf schließen, daß der Fehler mit steigender Temperatur stark abnimmt, es ist insofern bemerkenswert, als die Verwendung eines gekühlten Thermometers bei sehr hohen Gastemperaturen naturgemäß besonderes Interesse bietet. Die Versuche werden in dieser Richtung fortgesetzt.

(Eingegangen am 4. Februar 1929)

[2]) D. R. P. Nr. 77091 (1893), von E. A. Uehling u. A. Steinbart in Birmingham.

[3]) Ber. d. Stahlwerksaussch. d. V. d. Eisenhüttenl., Nr. 105 (1926).

Neue Hilfsmittel für akustische Messungen

(Mitteilung aus dem Reichspostzentralamt)

Schallmessungen finden in der Technik in immer größerem Umfange Verwendung, so bei elektroakustischen Untersuchungen (Prüfung von Mikrophonen, Telephonen und Lautsprechern), aber auch zur Bearbeitung von Aufgaben aus dem Gebiete der Raum- und Bauakustik (Nachhallzeit, Schalldämpfung, Schalldurchlässigkeit). Strom- bzw. Schallerzeuger, die für die genannten vielseitigen Zwecke geeignet, zugleich aber handlich und leicht bedienbar sind, fehlten bisher. Um diesem Übelstand abzuhelfen, sind die wichtigsten Meßtöne vom RPZ (Dr. Meyer, Dr. Salinger) gemeinsam mit der C. Lindström A.-G. auf Schallplatten fixiert worden. Die Platten können in Verbindung mit einem mechanischen oder elektrischen Grammophon als Schallquelle, außerdem mit elektrischer Abnahmedose als Wechselstromgenerator dienen.

Folgende Meßplatten wurden hergestellt:

1. Gleitender Ton: Die Frequenz beginnt bei 6000 Hertz und ändert sich stetig bis 100 Hz. Die Amplitude der Abnahmenadel ist dabei umgekehrt proportional der Frequenz.

Rückseite: Gleitender Heulton: Wie oben, doch wird die Frequenz etwa zehnmal je Sekunde um ± 50 Hz geändert.

Mit Hilfe dieser Platte lassen sich Frequenzkurven von Telephonen, Lautsprechern usw., aber auch von elektrischen Gebilden (Übertragern, Verstärkern usw.) aufnehmen, nachdem die Kurve des Abnahmeorgans mit Hilfe der gleichen Platte bestimmt ist.

2. Heultöne: Diese Platte liefert Heultöne, bei denen die Frequenz etwa zehnmal je Sekunde um einen mittleren Betrag pendelt.

Vorderseite: 150 ± 50 Hz, 300 ± 50 Hz.
Rückseite: 600 ± 50 Hz, 1200 ± 50 Hz.

3. Heultöne:

Vorderseite: 2400 ± 50 Hz, 4800 ± 50 Hz.
Rückseite: 900 ± 600 Hz, 1900 ± 1700 Hz.

Die Heultöne können für Zwecke der Raum- und Bauakustik, sowie bei der Mikrophon- und Telephonprüfung Verwendung finden.

Die Platten sind als Parlophon-Platten im Handel erhältlich.

Berichtigung

In Heft 3 dieser Zeitschrift, S. 73, muß Anmerkung 1 wie folgt lauten:

Vorliegende Zusammenstellung erfolgte auf Veranlassung des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen (AEF).

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Becker, K., Röntgenographische Werkstoff-Prüfung. Sammlung Vieweg, Heft 97. 100 S., 76 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1929. Geh. Rm. 7,—.

Eisner, F., Widerstandsmessungen an umströmten Zylindern. (Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin, Heft 4.) 98 S., 63 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 10,—.

Feldhaus, F. M., Kulturgeschichte der Technik I. VIII, 154 S., 60 Abb. Rm. 5,—. Kulturgeschichte der Technik II. VIII, 209 S., 47 Abb. Rm. 6,—. (Band 20 und 21 der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Technischen Bücherei.) Otto Salle, Berlin. 1928.

Haas, A., Atomtheorie. 2. Aufl. VIII, 258 S., 64 Abb. i. T. und auf 4 Taf. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1929. Rm. 10,—, geb. Rm. 11,50.

Mecke, R., Bandenspektra und ihre Bedeutung für die Chemie. (Fortschritte der Chemie, Physik und physikalischen Chemie. Band 20, Heft 3.) 87 S., 20 Abb. Gebrüder Borntraeger, Berlin. 1929. Geh. Rm. 7,60.

Mollier, R., Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. 6. Aufl. 28 S., 2 Diagrammtafeln. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 2,70.

Nesper, E., Dynamische Lautsprecher. 40 S., 40 Abb. Hachmeister & Thal, Leipzig. 1929. Geh. Rm. 2,—.

Schaefer, Cl., Einführung in die theoretische Physik. I. Band. XII, 991 S., 272 Abb. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1929. Rm. 45,—, geb. Rm. 48,—.

Schleede, A. und E. Schneider, Röntgenspektroskopie und Kristallstrukturanalyse. I. Band: VIII, 336 S., 249 Abb. u. 57 Tab. i. T. Rm. 18,50, Lw. Rm. 20,—. II. Band: IV, 344 S., 553 Abb. u. 40 Tab. i. T. W. de Gruyter & Co, Berlin und Leipzig. 1929. Rm. 22,50, Lw. Rm. 24,—.

Schmauss-Wigand, Die Atmosphäre als Kolloid. 74 S., 10 Abb. Fr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Geh. Rm. 4,80.

Teichmüller, J., Moderne Lichttechnik in Wissenschaft und Praxis. (Lichttechnische Hefte der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft, Heft 1.) 125 S., 90 Abb. Union, Deutsche Verlagsgesellschaft, Berlin. 1928. Rm. 6,50.

Vahlen, T., Deviation und Kompensation. Neue Grundlegung der Theorie. Neue Anwendung auf die Praxis. VIII, 188 S., 27 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1929. Geh. Rm. 7,60, geb. Rm. 9,60.

Wieleitner, H., Infinitesimalrechnung. VII, 160 S., 29 Abb. Mathematische Quellenbücher IV. Rm. 4,50. (Band 24 der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Technischen Bücherei.) O. Salle, Berlin. 1928.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 13. I. Teil. VIII, 314 S., 76 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1928. Rm. 28,—, geb. Rm. 29,60.

Zickner, G., Über Kondensatoren und ihre Eichung. 60 S., 27 Abb. Hachmeister & Thal, Leipzig. 1928. Geh. Rm. 3,—.

Auf S. 30, Heft 1 dieser Zeitschrift muß es in der Anzeige Vivanti, G., usw. heißen: Schwank statt Schlenk und Helwing statt Helwig.

Besprechungen

◆Auerbach, F. u. W. Hort, **Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik.** Bd. I, Lief. 2. Bd. II, Lief. 1. Bd. IV, Lief. 1. Bd. V, Lief. 2. Bd. VI, Lief. 2. Bd. VII, Lief. 2. Joh. Ambr. Barth, Leipzig. 1928, 1929.

Seit Mitte vorigen Jahres sind eine Reihe bedeutungsvoller Fortsetzungen des „Handbuches der Mechanik“ erschienen (Besprechungen der früher erschienenen Lieferungen siehe diese Zeitschrift 1927, S. 204, 375; 1928, S. 157, 197).



Von jedem Band liegen nunmehr Teillieferungen vor. Der Gesamtplan tritt daher deutlicher hervor. Das Werk ist nicht eine Enzyklopädie, in welcher jeder Gegenstand in gleicher Breite behandelt und einem strengen Schema eingeordnet wird. Vielmehr besteht es aus einer Reihe innerlich zusammenhängender Monographien, von denen jede einzelne auch für sich allein lesbar ist. Ein bestimmter Standpunkt, die Ansicht einer Persönlichkeit kommt bei jedem Fragenkomplex zur Auswirkung. Andererseits ist auch in allen Abschnitten für möglichste Vollständigkeit gesorgt, welche unbedingtes Erfordernis ist, wenn das Handbuch seinen Zweck erfüllen soll. Hier tritt die besondere Kunst und das Geschick der Herausgeber in Erscheinung, durch vielseitige Auswahl der Mitarbeiter Vertreter aller Richtungen der Wissenschaft heranzuziehen.

Unbefriedigend sind noch die Sachverzeichnisse, welche bis jetzt nur in Teillieferungen von Band III und Band VI vorhanden sind, hoffentlich aber den Bänden jeweils beim Abschluß in ausführlicherer Form beigegeben werden.

Der Eindruck des Gelungenen ist im allgemeinen so groß, daß es dem Referenten unnötig erscheint, Ausstellungen, die sich da und dort an Einzelheiten oder am Gesamtplan würden machen lassen, vorzubringen. Reizvoller erscheint es ihm, einen kurzen Überblick über das geleistete zu geben.

In Band I sind neu hinzugekommen die Artikel: Winkelmann, Prinzipien der Mechanik; Skutsch, Geometrie der Massen; Beyer, Geometrische Bewegungslehre; Auerbach, Kinematik der Schwingungen und Wellen; Beyer, Zwanglaufmechanik; Reissner, Allgemeine Statik und graphische Statik der Systeme starrer Körper.

Von Band II ist die erste Lieferung erschienen mit: P. Stefan, Statik und Kinematik der einfachen Maschinen; Winkelmann, Allgemeine Kinetik; Frank, Relativitätsmechanik; Frank, Zentralbewegung; Frank, Himmelsmechanik; Auerbach, Planetarien; Meisser, Irdische Schwere; v. Eberhard, Freier Fall, Wurf und Schuß; Bollé, Innere Ballistik; Göcke, Physiologische Mechanik.

Wie schon früher verdient die ausgedehnte Berücksichtigung der Nachbargebiete hervorgehoben zu werden. Dem Physiker bieten viele Anregungen die beiden ballistischen Artikel von v. Eberhard und von Bollé, in welchen dem Referenten die Darstellung der schönen Integrationsmethoden von Cranz und seinen Schülern besonders gut gelungen erscheint. Für Ingenieure bringt der Reissnersche Artikel eine hervorragend klare und vollständige Darstellung der Statik. Der theoretisch orientierte Leser wird Nutzen aus den Artikeln von Frank und von Winkelmann ziehen, welche in methodisch festgefügter Form Teile der Himmelsmechanik, ferner Grundfragen der Mechanik behandeln.

Band IV bringt als erste Lieferung die Artikel: Hertwig, Die Statik der Baukonstruktionen; Timoshenko, Stabilitätsprobleme der Elastizität; Timoshenko, Festigkeitsprobleme im Maschinenbau.

Der Artikel von Hertwig dürfte bald zu einem unentbehrlichen Handbuch für Bauingenieure werden.

Band V und VI sind um eine große Anzahl von Artikeln aus den mannigfaltigsten und modernsten Gebieten der Technik bereichert worden. Sie gehen unmittelbar aus der Praxis hervor, benutzen aber das ganze theoretische Rüstzeug der modernen Mechanik: Horn, Theorie des Schiffes; Flügel, Die Windräder; Flügel, Die Dampfturbinen; Flügel, Die Gasturbinen; Everling, Luftkräfte an Fahrzeugen; Croseck, Segel- und Rotor-Schiffahrt; Everling, Dynamische Luftfahrt; Fuchs, Berechnung der Luftkräfte in der Flugtechnik vermittels der Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen; Everling, Statische Luftfahrt; Wagner, Pneumatische Förderung; Seligmann, Verdichten und Verdünnen; Hort, Energieumsetzungen in den Kolben-Maschinen.

Getreu der alten Überlieferung, nach welcher Mechanik und theoretische Physik eng verwandt sind, ist Band VII theoretisch-physikalischen Artikeln gewidmet: Auerbach, Thermodynamik; Auerbach, Kinetische Gastheorie; Fürth, Statistische Mechanik; Fürth, Schwankungserscheinungen; Braunbek, Zustand der festen Körper; Joos, Atommechanik.

Das „Handbuch der Mechanik" ist noch nicht abgeschlossen und ein Endurteil daher noch nicht möglich. Aber die Zukunftsaussichten für das Gelingen sind sehr gut. Es macht dem Praktiker theoretische Methoden leicht zugänglich und führt den Theoretiker unmittelbar in Fragestellungen der Praxis ein.

Druck und Ausstattung sind wie früher sehr gut.

R. Schachenmeier.

◆**Handbuch der Experimentalphysik**, herausg. v. W. Wien u. F. Harms unter Mitarbeit von H. Lenz, Bd. 23, 2. Teil. P. Lenard, Ferd. Schmidt u. R. Tomaschek. Phosphoreszenz und Fluoreszenz 2. Teil. P. Lenard u. A. Becker. Lichtelektrische Wirkung. XI, 800 S., 252 Abb. Akadem. Verlagsges. m. b. H., Leipzig. 1928. Brosch. Rm. 70,—; geb. Rm. 72,—.

Bei der Würdigung des ersten Teilbandes wurde bereits diese einzigartige grundlegende und umfassende Darstellung unserer Erfahrungen und Vorstellungen über Phosphoreszenz aus der Feder des Meisters Lenard und seiner Mitarbeiter gekennzeichnet (vgl. ds. Zeitschr. 9. Jg., S. 294/5). Durch die im vorliegenden zweiten Teilbande auf rund 300 Seiten gebrachten weiteren fünf Kapitel wird eine schöne Abrundung des gesamten Bildes unseres Wissens vom kalten Leuchten erzielt. Im ersten Drittel wird hier die Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore hauptsächlich bei Erregung durch übliches Licht behandelt; anschließend wird auch auf die Erregung und Ausleuchtung der Phosphore durch Kathoden- und Hochfrequenzstrahlen eingegangen. Das nächste halbe umfangreiche Kapitel hat die Beschaffenheit der Leuchtzentren der Schwermetallsulfidphosphore zum Thema und leitet über die Emissionszentren der Fluoreszenz zu dieser (80 S.) über. Hier tritt besonders die vorsichtig abwägende Stellungnahme gegenüber der speziellen Quantentheorie des Leuchtens von Atomen und der von dieser benutzten Nomenklatur hervor, unter besonderer Hervorhebung des experimentell Gegebenen. Es folgt ein sehr kurzes Kapitel über die noch wenig geklärten Leuchterscheinungen beim Zerbrechen fester Stoffe und beim Kristallisieren; sowie über die durch Korpuskularstrahlen erregte Szintillation. Das letzte Sechstel (50 S.) nimmt die hauptsächlich beschreibend geartete Darstellung des chemischen Reaktionsleuchtens und des Leuchtens von Lebewesen ein.

Die klassischen Untersuchungen Lenards über das Leuchten der Erdalkalisulfidphosphore hatten ihn zu der grundlegenden Vorstellung geführt, daß die Emission jeden Lichtes ganz allgemein die Loslösung eines Elektrons aus dem Leuchtzentrum als erregenden Vorgang zur Voraussetzung hat, indem die Lichtemission an die Rückkehr eines Elektrons zum erregten Leuchtzentrum geknüpft ist. Diese Vorstellung hat später ihre bekannten mathematischen Formulierungen in der Quantentheorie der Spektren gefunden, ohne daß Lenards ursprüngliche Verdienste genügend gewürdigt werden. Dafür sind die grundlegenden Untersuchungen Lenards über die lichtelektrische Wirkung in ihrer Bedeutung nie allgemein verkannt worden, wenngleich auch hier die auf Lenards Erkenntnissen fußende Quantenformulierung von Einstein leider manchem jüngeren Fachgenossen geläufiger ist, als die umfassenden und reinen Versuche von Lenard. Daher ist die phänomenologisch gerichtete zusammenfassende Darstellung der lichtelektrischen Erscheinungen von Lenard u. A. Becker aufs wärmste zu begrüßen, um so mehr, als die lichtelektrische Wirkung von immer größerer Bedeutung für die Technik wird. Die klaren, übersichtlichen und kritischen,

jede Weitschweifigkeit vermeidenden Darlegungen (auf rund 500 S.) stammen zum größten Teile von Lenards ausdauerndstem Mitarbeiter A. Becker.

Vorangestellt ist ein 40 Seiten langes Kapitel über die grundlegenden Untersuchungen, ohne daß dabei die historische Entwicklung im Einzelnen behandelt wird; es liegt hier bereits eine klassische Darstellung von Hallwachs vor. Fast den halben Umfang des Beitrags nimmt das Kapitel über die lichtelektrischen Erscheinungen an metallisch leitenden Oberflächen im Vakuum ein. Hier wird zuerst ausführlich (150 S.) die Abhängigkeit der ausgestrahlten Elektronenmenge von den verschiedensten Faktoren behandelt. Es folgt in kürzerem Umfang die Elektronengeschwindigkeit bei verschiedener Lichtwellenlänge (66 S.) und dann der Vergleich der lichtelektrischen und der glühelektrischen Wirkung (20 S.). Die sonstigen lichtelektrischen Erscheinungen wurden in rund 40 S. langen Kapiteln behandelt, und zwar bei Leiteroberflächen im Gasraum, bei nichtmetallischen festen Körpern und Flüssigkeiten und endlich bei Gasen (im doppelten Umfange). Den Abschluß bildet ein Kapitel über die praktische Lichtelektrizität: das lichtelektrisch wirksame Wellengebiet, Lichtquellen, lichtelektrische Zellen und technische Anwendungen dieser Wirkung. — Inanbetracht des großen Interessentenkreises dieser lichtvollen Darstellung der lichtelektrischen Wirkung dürfte es sich wohl für den Verlag empfehlen, diesen Teil des überaus gut ausgestatteten Bandes gesondert herauszugeben. R. Swinne.

◆Sacklowski, A. **Die Ausbreitung der elektrischen Wellen.** Mit einer Einführung von K. W. Wagner. Band II der „Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik." XI, 129 S., 45 Abb. Weidmannsche Buchhandlung 1928. Geh. Rm. 4,50, geb. Rm. 6,—.

Die vorliegende Schrift stellt einen Bericht über die Literatur vor, die die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen behandelt. Sie ist in kleinerem Umfange bereits früher als Abhandlung in der „Elektrischen Nachrichtentechnik" erschienen. Der Verfasser hat sich seiner, von der Heinrich Hertz-Gesellschaft geförderten Aufgabe mit großem Fleiß und großer Sorgfalt angenommen. Es war in der Tat sehr wünschenswert, daß in der heutigen Zeit einmal eine Zusammenfassung der verschiedenen Anschauungen und Beobachtungen über die Wellenausbreitung um die Erde geschah, nachdem durch das vor einigen Jahren entdeckte Kurzwellenphänomen eine so ungeheure Revolution in unseren Kenntnissen über den Einfluß der Atmosphäre, insbesondere der oberen, auf die Ausbreitung eingetreten war. Der Verfasser berichtet objektiv und mit zurückhaltender Kritik über die gesamte Literatur. Sein Verzeichnis enthält etwa 475 Abhandlungen, ein sprechendes Zeichen für die umfassende Sorgfalt seiner Durcharbeitung.

Die Abhandlung gliedert sich im ganzen betrachtet in zwei Abteilungen: Erstens, Methoden und Ergebnisse der Feldstärkenmessungen an den verschiedensten Orten der Erde für die von drahtlosen Sendestationen ausgestrahlten Wellen, Einflüsse der Jahreszeit und Tageszeit, meteorologische Faktoren usw., Polarisations- und Richtungsbeobachtungen. Zweitens, Aufzählung der Theorien über die Wellenausbreitung unter verschiedenen Annahmen, vollkommen leitende Erde, unvollkommen leitende Erde, ebene Erde, gekrümmte Erde, keine leitende Schicht in der Atmosphäre, leitende Schicht in der Atmosphäre, erdmagnetisches Feld.

Bei dem Bericht über die Ausbreitungsergebnisse für lange Wellen sind die wichtigen Arbeiten von Round, Eckersley, Tremellen und Lunnon mit Recht stark in den Vordergrund gestellt. Bei einigen Abbildungen von Kurven ist anstatt der Wellenlängen bzw. Frequenzen, um die es sich dabei handelt, nur die Bezeichnung: Rocky Point, *WQK* angegeben, was nicht für jeden verständlich sein dürfte. Man erkennt aus den Literaturangaben deutlich, daß Deutschland sich zur damaligen Zeit zu großzügigen Arbeiten auf diesem Gebiet noch nicht recht aufschwingen konnte. Sehr viel besser sieht es für uns auf dem Gebiet der Kurzwellenforschung aus, da Deutschland hier in erfreulicher Weise sowohl in der Praxis als in der Theorie mit führend geworden ist.

Die Diskussion der Ausbreitungstheorien und -formeln ist ebenfalls sorgfältig und objektiv geschehen, auch die eine oder andere entbehrliche Theorie ist mit angeführt. Man erkennt, wie schwer die Beobachtungsergebnisse mit Formeln in Einklang zu bringen und wie sehr die Formeln doch vorwiegend den Beobachtungen angepaßte Ausdrücke sind.

Bei der Besprechung des Kurzwellenphänomens fällt auf, daß die wichtige theoretische Abhandlung von H. Lassen nur gerade eben noch erwähnt wird, obgleich sie eingehender und geschlossener, als die ausführlich berichtete von Baker und Rice, auch etwas eher veröffentlicht ist. Die bemerkenswerte Abhandlung von P. O. Pedersen, Kopenhagen 1927, die nicht nur eine Auslese der Ausbreitungsliteratur, sondern insbesondere zahlreiches Originalmaterial enthält und etwa ein Jahr vor dem vorliegenden Buch erschien, ist leider nicht erwähnt. Da sich vom Jahre 1927 nur ein Zitat vorfindet, ist offenbar das Manuskript für das vorliegende Buch mit dem Jahre 1926 bereits abgeschlossen worden. Abgesehen von dieser nicht gerade nützlichen Differenz gegen den Herausgabetermin wird die von dem Verfasser geleistete Arbeit in der Sammlung und Durchsicht der Literatur jedem Fachmann eine wertvolle und erwünschte Hilfe sein. H. Rukop.

◆Hänert, L., **Geschütz und Schuß.** Eine Einführung in die Geschützmechanik und Ballistik. X, 356 S., 154 Abb. i. T. J. Springer, Berlin. 1928. Geb. Rm. 29,—.

Nach einem vorbereitenden Abschnitt, der die Grundbegriffe der Differential- und Integralrechnung und die für die Ballistik wichtigsten Grundlehren der Mechanik enthält, wird zunächst die innere Ballistik auf 41 Seiten in sehr klarer Auseinandersetzung behandelt. Vielleicht wäre doch noch etwas Raum zur Erörterung der Begründung des kubischen Verbrennungsgesetzes verfügbar gewesen, das etwas unvermittelt und nicht ganz zutreffend als von O. Schmitz herrührend mitgeteilt wird. Im übrigen wird in diesem Teil dem Leser eine gründliche Einsicht in die Zusammenhänge zwischen Pulververbrennung und Gasdruckentwicklung verschafft. Auch die sekundären Vorgänge insbesondere des Dralles werden klar erörtert und auf Grund jenes Verbrennungsgesetzes wird das Hauptproblem bis zur Aufstellung der grundlegenden Differentialgleichungen geführt.

Der ganz ausgezeichnete zweite Teil des Buches enthält für den Waffentechniker alles wesentliche über die Mechanik der Lafetten und Bremsen. Das letzte Kapitel dieses Teils über die Festigkeit der Geschützrohre dürfte in seiner klaren Darstellung besonders der Wirkung der Mantelrohre auch das Interesse des Ingenieurs beanspruchen. Auch das Richten der Geschütze ist in allen grundsätzlichen Fragen klar dargelegt.

Der dritte, 177 Seiten umfassende Hauptteil behandelt die äußere Ballistik einschließlich der Meßmethoden für die Geschoßgeschwindigkeit, der photogrammetrischen Untersuchung der Geschoßbahn, der Kreiselbewegung des Geschosses und führt schließlich zur Darlegung des Hauptproblems, dessen verschiedene graphische und analytische Lösungsmethoden soweit erörtert werden, daß der Leser ein klares Bild über die Möglichkeit der Flugbahnberechnung und den Gang der Lösung erhält. Das Schießen vom fahrenden Schiff aus wird in diesem Teil ebenfalls behandelt, wie überhaupt auf die Bedürfnisse des Marine-Artilleristen mehrfach besondere Rücksicht genommen wird. Ein Kapitel über Streuung und Treffwahrscheinlichkeit beschließt diesen Teil.

Das Buch erfüllt nicht nur im vollem Maße seine Aufgabe der Einführung in die innere und äußere Ballistik und die theoretischen Grundlagen der Waffentechnik, sondern

ist auch infolge seiner klaren Erörterung des Wesentlichen für den tiefer in den Stoff Eingedrungenen von Wert, indem es ihm vielfach den Ansatz bei Bearbeitung spezieller Probleme der Ballistik und Waffentechnik erleichtert, und dürfte auch für den sich mit technischer Mechanik befassenden Physiker allgemein von Interesse sein. E. Bollé.

◆AEG, **Ausbildungswesen.** 67 S., zahlr. Abb. i. T. Priv.-Druck, Berlin. 1928.

Der Schwerpunkt der neuzeitlichen Technik verschiebt sich immer mehr nach Richtung der Großbetriebe, die folgerichtig nun auch für die Heranziehung und Ausbildung des werktätigen Nachwuchses sorgen müssen, womit sie eine Aufgabe übernehmen, die früher fast ausschließlich dem kleinbetrieblichen Handwerk überlassen war.

Der Bericht der AEG über die bei ihr entwickelte Lösung dieser Aufgabe läßt erkennen, wie der technische Fachunterricht im Anschluß an die umfassende und vielseitige Herstellungsaufgabe eines großen Unternehmens zu vertieften und erweiterten Ergebnissen geführt werden kann, gegenüber den Zielen des einzelhandwerklichen Lehrwesens. Deshalb sei die Durchsicht der Schrift allen, die den Werkunterrichtsfragen nahestehen, angelegentlichst empfohlen.

W. Hort.

◆Kögel, G., **Die unsichtbaren Strahlen im Dienste der Kriminalistik.** Photographie radierter Schriften. (Wissenschaftliche Veröffentlichungen des Kriminalistischen Laboratoriums der Polizeidirektion.) 183 S., 88 Abb. i. T. M. Moser, Wien und Graz. 1928. Rm. 16,70.

Das vorliegende Buch legt davon Zeugnis ab, daß die moderne Kriminalistik mit den heute zur Verfügung stehenden wissenschaftlichen Mitteln sachverständig arbeitet. Es wird hier eine ausgezeichnete Darstellung der optischen Methoden gebracht, die bei Untersuchung von Schriftfälschungen irgend in betracht kommen können. Das dabei zusammengestellte Material, namentlich für das Arbeiten mit ultraviolettem Licht, wird auch über den vorliegenden Zweck hinaus nützlich sein. Die einzelnen z. T. lose aneinander gereihten Kapitel behandeln die Erzeugung ultravioletter Strahlen, ihre Filterung und spektrale Zerlegung zur Aussonderung eines geeigneten Spektralbereiches, Gesetze der Fluoreszenz, Aufnahmetechnik bei verschiedenen Beleuchtungsarten, Aufnahmeapparate und photographische Platten; auch die Verwendung der durch Röntgen- und Kathodenstrahlung erzeugten Fluoreszenz. Als Physiker könnte man wünschen, etwas mehr über die kriminalistische Fragestellung zu erfahren, der die so schön dargestellten physikalischen Methoden dienen sollen. Von den Resultaten gewinnt man vornehmlich durch eine große Reihe guter Abbildungen einen Überblick. O. Berg.

◆Block, W., **Messen und Wägen**, ein Lehr- und Handbuch, insbesondere für Chemiker. VIII, 393 S., 109 Abb. Otto Spamer, Leipzig. 1928. Geh. Rm. 25,—, geb. Rm. 28,—.

Dieser Band der Sammlung „Chemische Technologie in Einzeldarstellungen" will besonders den Chemiker methodisch und sachlich mit der Technik des Messens und Wägen vertraut machen. Die besondere Betonung der Gewichtsbestimmungen, die sich schon im Titel des Werkes ausdrückt, mag infolge der dominierenden Bedeutung der Waage für den Chemiker eine Berechtigung haben, praktisch bedeutet dagegen die Bevorzugung der Längen-, Raum- und Gewichtsmessung, besonders die 50 Seiten starke „historische Entwicklung" von Fr. Plato gegenüber den nur angedeuteten hydrodynamischen und elektrochemischen Meßverfahren und -methoden eine gewisse Einseitigkeit, die mit der Diskrepanz zwischen dem theoretischen C-G-S-System und der viel mannigfaltigeren praktischen Physik des Messens zu erklären ist.

Diese Kontroverse zwischen Theorie und Praxis macht sich z. B. auch bei der Behandlung der Gasdichtebestimmungen bemerkbar. Die Gasdichtemessung stellt heute nur eine und zwar die am wenigsten gebräuchliche Methode der Partialdruckbestimmung in Gemischen dar.

Im übrigen stellt das Buch einen gelungenen Versuch dar, den Chemiker in leicht faßlicher, jedoch theoretisch einwandfreier Form die physikalischen Messungen näher zu bringen. H. Grüß.

◆Timoshenko, S. und Lessells, J. M., **Festigkeitslehre.** Ins Deutsche übertragen von J. Malkin. XVII, 484 S., 391 Abb. J. Springer, Berlin. 1928. Geb. Rm. 28,—.

Das Werk ist in zwei Teile geteilt. Der erste Teil bringt die Analyse von Spannungen und ist von Timoshenko, Professor der University of Michigan, vormals in Kiew und Petersburg, verfaßt. Der zweite, experimentelle Teil, in welchen einige mechanische Eigenschaften der Metalle erörtert werden, ist von Lessells, Ingenieur der Westinghouse El. a. Mfg. Co., bearbeitet. Im ersten Teil werden an zahlreichen, den technischen Erfordernissen entsprechenden Beispielen die Spannungsverhältnisse beanspruchter Konstruktionsteile teils rechnerisch, teils graphisch-analytisch untersucht. Ausführlich sind die Spannungen belasteter Balken, statisch unbestimmte Fälle der Biegebelastung, gekrümmte Stäbe und dünne Platten behandelt und schließlich dynamisch erzeugte Spannungen in schwingenden Systemen untersucht. Der zweite Teil bringt außer statischen und dynamischen Materialprüfmethoden — es seien hier besonders Ermüdungsprüfungen erwähnt — auch einiges über die Theorie der Festigkeit. Bei Erwähnung der Einkristalle und der Behandlung der Fließvorgänge — Verfestigung, Gleitebenenbildung — fällt auf, daß außer Czochralski kein deutscher Forscher auf diesem Gebiet genannt wird. Es liegt dies offenbar daran, daß das Manuskript bereits 1924, wie aus dem Vorwort hervorgeht, abgeschlossen, die Übersetzung aber erst jetzt erschienen ist. Trotzdem dürfte das Werk im ersten wie im zweiten Teil dem Leser manches Beherzigenswerte und Anregende bieten,

W. Mauksch.

◆Löwe, Fritz, **Atlas der letzten Linien der wichtigsten Elemente.** 44 S., 64 Abb. auf 16 Taf. Th. Steinkopff, Dresden und Leipzig. 1928. Geb. Rm. 12,—.

Der Atlas ist im wesentlichen ein Hilfsbuch für die vom Verfasser empfohlene Methode der quantitativen Spektralanalyse wäßriger Lösungen. Er ist darüber hinaus auch für andere Methoden der quantitativen Spektralanalyse recht brauchbar. Die Tafeln geben die Spektra salzsaurer Lösungen der wichtigsten Elemente zwischen Kohleelektroden in Konzentrationen von 1 %; 0,1 %; 0,01 % und 0,001 %. Am Anfang und Ende jeder Reihe befindet sich ein unter gleichen Bedingungen aufgenommenes Spektrum der Kohleelektroden. Eine einphotographierte Wellenlängenskala gestaltet das Auffinden gesuchter Linien sehr einfach. Im Vorwort wird eine kurze Beschreibung des vom Verfasser benutzten Verfahrens (de Gramont) gegeben.

Diese mit einer recht vollkommenen Literaturübersicht versehenen Tabellen der „letzten" oder „empfindlichen" Linien, die bisher nur schwer zugänglich waren, sind zu begrüßen. Für eine Neuauflage wäre zu empfehlen, die wirklichen „letzten" Linien (es sind dies sehr viel weniger als die in der Zusammenstellung angegebenen Linien) in den Tabellen durch starken Druck hervorzuheben, wie der Verfasser dies früher bei einem Abdruck der Tabelle von Twymann getan hat. H. Becker.

◆Müller, K. F., **Der Unterricht in der Physik.** Ziele und Wege des Unterrichtes in Mathematik und Naturwissenschaften. Bd. III. (Sammlung „Wissen und Wirken", Bd. 48.) VI, 114 S., 12 Abb. i. T. G. Braun, Karlsruhe. 1928. Kart. Rm 3,75.

Mit überlegener Geschicklichkeit zeigt hier ein Schulmann seinen Fachgenossen Wege des Schmackhaftmachens des Physikunterrichtes zur Überwindung einer oft vorhandenen Trockenheit des Aneinanderreihens von Einzeltat-

sachen. Lebendig im Gedankenspiel und gestützt auf gepflegte Literaturkenntnis bringt der Verfasser in dem schmalen Bändchen eine Fülle von beherzigenswerten Winken, deren Beachtung nur Gutes stiften kann. Ausführlicher behandelt werden — neben Streiflichtern auf alle Gebiete der Physik — nur die Theorie des elektro-magnetischeu Feldes und die freien Schwingungen in mechanischen, akustischen und elektrischen Systemen. Das Charakteristische der Behandlung des Stoffes ist eine innige Verknüpfung sonst meist getrennt zur Darstellung gebrachter Gebiete, die — wenn der Lehrer ihr folgt — den Schülern lebendiges Interesse erwecken wird. Es wäre zu wünschen, daß sich möglichst viele Pädagogen von dem Müllerschen Bändchen anregen lassen. O. v. Auwers.

◆Barkhausen, H., **Elektronen-Röhren.** 3. Aufl. 2. Bd. (Röhrensender). VI, 121 S., 69 Abb. S. Hirzel, Leipzig. 1928. Rm. 4,—, Lw. Rm. 6,—.

Auch dieser Band zeigt wieder die klare, leichtfaßliche und eingehende Darstellung wie man sie von den Büchern Barkhausens gewöhnt ist. Jeder, der sich mit dem Gebiet der Senderöhren vertraut machen will, sollte zu diesem Buch greifen. Es werden im ersten Abschnitt der Leistungsumsatz bei Erzeugung von Schwingungen mittels Senderöhren, im zweiten Abschnitt das Problem der Selbsterregung behandelt. H. Simon.

Personalnachrichten

Jena. Der von der Carl Zeiss-Stiftung zu Jena begründete Ernst Abbe-Gedächtnispreis und die damit verbundene Abbe-Medaille, die im Jahre 1928 zum ersten Male für Anwendungsgebiete der Mathematik und Physik zur Vergebung kommen sollten, sind nach dem Urteil des Preisgerichts (Prof. Hecker-Jena, Prof. Prandtl-Göttingen, Prof. Zenneck-München) Prof. Dr. Dr.-Ing. h. c. Alexander Meissner-Berlin, dem „Erfinder des Röhrengenerators", zuerkannt worden.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Wir machen wiederholt darauf aufmerksam, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. Telephon G. 3, Lichterfelde 1661.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Hamm, Breslau:
Herr Dr.-Ing. Büge, Breslau, Elektrotechn. Institut der Technischen Hochschule.

Seitens des Herrn Dr. R. Jacoby, Berlin NW:
Fräulein Dr. Iris Runge, Charlottenburg, Dahlmannstraße 10 bei Virchow.

Seitens des Herrn R. E. Kutterer, Berlin-Friedenau:
Herr Dipl.-Ing. Hermann Noack, Charlottenburg, Guerickestraße 34.
Verein für Technische Physik an der Technischen Hochschule, Charlottenburg, z. H. des 1. Vorsitzenden Dipl.-Ing. Hubert Schardin, Charlottenburg 2, Fasanenstraße 87 (Institut für technische Physik).

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. R. Swinne, Berlin-Steglitz:
Herr Dr. phil. Erich Rieckmann, Charlottenburg, Mommsenstraße 57 III.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Prof. Dr. G. Angenheister, Potsdam, Marienstr. 34, jetzt Göttingen, Herzberger Landstraße (Geophys. Institut).

Herr Dr. Alfons Bühl, Heidelberg, Ladenburgstraße 6, jetzt Freiburg i. Br., Karlstraße 50.

Herr Dr. F. A. Fischer, Steglitz, Sedanstraße 44, jetzt Berlin-Lankwitz, Kaiser Wilhelmstraße 84 I.

Herr Albrecht Forstmann, Baumschulenweg, Behringstraße 31, jetzt Baumschulenweg, Hohenbirkerweg 2.

Herr Dr. H. Gabler, Kiel, Düppelstraße 72 I, jetzt Kiel, Schülperbaum 1—3 II.

Herr Prof. Dr. Ad. Güntherschulze, Charlottenburg, Marchstraße 25, jetzt Berlin NW 87, Sickingenstraße 71 (Osram, Fabrik A).

Herr Dr. A. von Hippel, Jena, Berghofweg 4, jetzt Göttingen, Düsterer Eichenweg 72.

Herr Dr. phil. G. Hoecke, Berlin W 15, Düsseldorferstraße 46, jetzt in Fa. Siemens & Halske A.-G., Abt. S. K. 2, Berlin-Siemensstadt (Gartenfeld).

Herr Dr. Jürgen von Issendorff, Siemensstadt, Hertzstraße 5, jetzt Siemensstadt, Rieppelstraße 13.

Herr Prof. Dr. A. Klughardt, Dresden-A. 16, Fürstenstraße 52, jetzt Dresden-A. 16, Holbeinstraße 13.

Herr Dr. Carl Leiss, Steglitz, Stubenrauchplatz 1, jetzt Steglitz, Feldstraße 10.

Herr Dr. W. Pocher, Göttingen, Gronertstraße 14, jetzt Berlin-Charlottenburg, Kaiserin Augusta Allee 42a III.

Herr Dr.-Ing. Horst Rothe, Berlin-Steglitz, Fichtestr. 32, jetzt Berlin-Eichkamp, Im Eichkamp 52.

Herr Walter Schäffer, Berlin SW 61, Großbeerenstr. 30, jetzt Berlin SW 61, Yorkstraße 69.

Herr Dr. Otto Stierstadt, Göttingen, Schillerstraße 1 II jetzt Göttingen, Stegemühlenweg 11 II.

Herr Dr. A. Targonsky, Charlottenburg, Fritschestr. 69, jetzt Berlin-Schöneberg, Tempelhofer Weg 9.

Herr Prof. Dr. E. Trefftz, Dresden-A. 24, Nürnbergerstraße 31, jetzt Dresden-A. 24, Kulmstraße 1.

Herr Prof. Dr. A. Wigand, Hohenheim-Stuttgart, Landwirtschaftliche Hochschule, jetzt Hamburg 20, Alsterkrugchaussee 124.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Redaktionsschluß am 8. April 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Zeitschrift für technische Physik

1929 **Zehnter Jahrgang** **Nr. 5**

INHALT

Originalmitteilungen

Theorie der Extraktion auf Grund des Verteilungsgesetzes bei Lösungsvorgängen

Von Raoul Fischer, Berlin

Inhalt: I. Einleitung. II. Extraktion durch einmalige Mischung. III. Extraktion durch partiellen Zusatz. IV. Extraktion im kontinuierlichen Verfahren. V. Beispiele. VI. Zusammenfassung.

I. Einleitung

Das Gesetz, nach welchem ein in zwei Lösungsmitteln vollständig löslicher Stoff sich zwischen dem Lösungsmittel verteilt besagt, daß das Verhältnis seiner räumlichen Konzentration in den beiden Lösungsmitteln nach Eintritt des Gleichgewichtszustandes konstant ist.

In mathematischer Form lautet das Gesetz:

$$\frac{\frac{G_E}{V_E}}{\frac{G_L}{V_L}} = c. \qquad (1)$$

Hierin bedeutet:

G_E = kg Teilgewichtsmenge des gelösten Stoffes im Lösungsmittel E
V_E = cbm Volumen des Lösungsmittels E
G_L = kg Teilgewichtsmenge des gelösten Stoffes im Lösungsmittel L
V_L = cbm Volumen des Lösungsmittels L.

Voraussetzungsgemäß gilt:

$$G_E + G_L = G, \qquad (2)$$

d. h. die Summe der beiden zwischen den Lösungsmitteln verteilten Menge des gelösten Stoffes G ist ein konstanter Wert.

Dieses Gesetz gilt nur, wenn der gelöste Stoff in beiden Lösungsmitteln das gleiche Molekulargewicht hat und die Temperatur konstant ist. Dagegen ist ohne Einfluß auf das Gesetz das Vorhandensein mehrerer gelöster Stoffe.

Untersuchungen über die Größe des Teilungskoeffizienten, d. h. des Quotienten der räumlichen Konzentration macht beispielsweise W. Nernst[1]), Berthelot und Jungfleisch[2]) für das System Bernsteinsäure, gelöst in Äther und Wasser.

Bezeichnet man mit c_1 und c_2 die räumliche Konzentration und mit

$$c = \frac{c_1}{c_2} \qquad (3)$$

den Teilungskoeffizienten, so ergibt die Versuchsreihe:

c_1	c_2	c
0,024	0,0046	5,2
0,070	0,013	5,2
0,121	0,022	5,4

Die gute Übereinstimmung des Teilungskoeffizienten ist dadurch bedingt, daß Bernsteinsäure in Wasser und Äther normale Molekulargröße besitzt.

Auf dem Löslichkeitsverteilungsgesetz beruhen die gesamten Extraktionsvorgänge, welche in der chemischen Technologie sehr häufig benutzt werden.

In nachfolgender Untersuchung sei das zweite Lösungsmittel zum Unterschied Extraktionsmittel genannt. Die Trennung des Lösungsmittels vom Extraktionsmittel kann in den meisten Fällen auf Grund der Unterschiede im spezifischen Gewicht durchgeführt werden.

Bei der Wahl des Extraktionsmittel ist es wesentlich, einen Stoff zu finden, welcher nur für den zu extrahierenden Stoff Lösungsmittel ist, wogegen er für die anderen Stoffe kein oder doch nur ein verschwindend kleines Lösungsvermögen

1) W. Nernst, Theoretische Chemie.
2) Ann. chim. phys. [4] **26** (1892), 396; Berthelot, ebenda 408.

besitzen darf. Die Technik kennt eine Reihe von Lösungsmitteln, bei denen diese Forderung praktisch erfüllt ist. Um eine einfache mathematische Untersuchung anstellen zu können, muß vorausgesetzt werden, daß Lösungsmittel und Extraktionsmittel füreinander unlöslich sind.

Die Extraktion kann nach drei Hauptverfahren durchgeführt werden:

I. Extraktion durch einmalige Mischung der Gesamtmenge von Lösungsmitteln und Extraktionsmitteln.

II. Extraktion dadurch, daß dem gesamten Lösungsmittel nacheinander eine bestimmte Menge an Extraktionsmitteln in Portionen zugesetzt wird. Nachdem in den einzelnen Arbeitsphasen Gleichgewicht eingetreten ist, wird die Teilmenge des Extraktionsmittels abgeschieden, und eine neue Teilmenge hinzugesetzt. Eine Variante dieses Verfahrens ist eine Arbeitsweise, bei welcher Teilmengen des Extraktionsmittels, die bereits einmal zur Extraktion verwandt wurden, erneut zur Extraktion herangezogen werden, in der Form, daß eine Art „Gegenstromarbeiten" verwirklicht wird. Das gesamte Verfahren kann nach verschiedenen Methoden durchgeführt werden und bildet den Übergang zur

III. Extraktion durch kontinuierliches Gegenstromverfahren.

Die Extraktion wird dadurch verwirklicht, daß im Extrakteur Lösungsmittel und Extraktionsmittel einander im Gegenstrom durchdringen. Als bewegende Kraft tritt hierbei der Unterschied des spezifischen Gewichtes auf. Meist handelt es sich um vertikale zylindrische Gefäße, in denen der Stoff mit dem größeren spezifischen Gewicht oben, und der Stoff mit dem kleineren spezifischen Gewicht unten eingeführt wird.

Um ein Urteil zu bekommen über die Güte und die Möglichkeiten der drei Hauptverfahren, ist die folgende Untersuchung angestellt:

II. Extraktion durch einmalige Mischung der Gesamtmenge von Lösungsmitteln und Extraktionsmitteln

Auf Grund des Lösungsverteilungsgesetzes gilt nach Gleichung (1)

$$\frac{\frac{G_E}{V_E}}{\frac{G_L}{V_L}} = c .$$

Hieraus folgt:

$$G_E = c \cdot \frac{V_E}{V_L} \cdot G_L .$$

Bezeichnet man das Verhältnis der Volumina, dem Volumenkoeffizient, mit

$$\frac{V_E}{V_L} = m, \tag{4}$$

so geht die Gleichung über in

$$G_E = c\, m \cdot G_L ,$$

andererseits gilt nach (2)

$$G_L = G - G_E ;$$

durch Kombination der beiden Gleichungen folgt

$$G_E = \frac{c\, m}{1 + c\, m} G . \tag{5}$$

Bezeichnet man mit Q die Gewichtsmenge des Lösungsmittel, so gilt

$$\frac{G}{Q} = p , \tag{6}$$

p bedeutet also den Anteil des gelösten Stoffes im Lösungsmittel in Gewichtsprozenten.

Bezeichnet man analog

$$\frac{G_E}{Q} = a_1 , \tag{7}$$

so stellt a_1 die Menge des extrahierten Stoffes in Gewichtsprozenten, bezogen auf das Lösungmittel, dar.

Durch Verknüpfen von Gleichung (6) und (7) mit Gleichung (5) folgt

$$\boxed{a_1 = \frac{c\, m}{1 + c\, m} \cdot p .} \tag{8}$$

Die Gleichung läßt ohne weiteres erkennen, daß die extrahierbare Menge a_1 unter sonst gleichen Bedingungen der Anfangskonzentration p proportional ist.

Um zu erkennen, wie sich die auf diesem Wege extrahierbare Menge mit dem Teilungskoeffizienten c und dem Volumenkoeffizienten m ändert, bildet man das totale Differential von a_1 als Summe der partiellen Differentiale nach c und nach m und erhält durch Ausdifferenzieren und einigem Umformen:

$$d\, a_1 = \frac{p}{(1 + c\, m)^2} d(c\, m) . \tag{9}$$

Die Gleichung besagt, daß eine Vergrößerung des Wertes $c\, m$, der in dieser Untersuchung als Kennwert auftritt, auch eine Vergrößerung der extrahierbaren Menge bedingt, andererseits geht daraus hervor, daß je größer der Kennwert $c\, m$ an und für sich ist, um so kleiner die durch seine weitere Vergrößerung bedingte Zunahme der extrahierbaren Menge a_1 sein muß. Es folgt hieraus, daß es unwirtschaftlich ist, das Volumen des Extraktionsmittels zur Verbesserung des Extraktionsvorganges unmäßig zu vergrößern, da von einem bestimmten Stadium ein kleiner Effekt mit großem Aufwand erkauft wird.

III. Extraktion durch partiellen Zusatz des Extraktionsmittels

Setzt man das gesamte zu verwendende Volumen des Extraktionsmittels V_E in n Portionen zu, so gilt die Gleichung

$$m = \frac{V_E' + V_E'' + V_E''' + \ldots + V_E^{(n)}}{V_L},$$

bezeichnet man

$$\frac{V_E'}{V_L} = \frac{V_E''}{V_L} = \frac{V_E'''}{V_L} = \ldots = \frac{V_E^{(n)}}{V_L} = n,$$

so besagt dies, daß, wenn man die Gesamtmenge m in n gleiche Portionen teilt, nacheinander n Extraktionen durchgeführt werden können. Für jede der nacheinander vorgenommenen Arbeitsgänge gilt die Gleichung (8), nur mit dem Unterschied, daß an Stelle von m der Wert m/n zu setzen ist.

Im ersten Arbeitsgang wird extrahiert:

$$a_1' = \frac{\frac{m}{n} \cdot c}{1 + \frac{m}{n} \cdot c} p = \frac{c\,m}{n + c\,m} p$$

Als erster Rest verbleibt, wenn man die Anfangskonzentration wieder mit p bezeichnet

$$p - a_1 = p - \frac{c\,m}{n + c\,m} p = \frac{c\,m}{n + c\,m} p.$$

Analog ergibt sich für den $n$ten Arbeitsgang als $n$ter Rest

$$a_1^{(n)} = p\left(\frac{n}{1 + c\,m}\right)^n.$$

Demnach ist die insgesamt extrahierte Menge

$$a_2 = p - p\left(\frac{n}{n + c\,m}\right)^n$$

und nach einiger Umformung folgt

$$\boxed{a_2 = p\left[1 - \left(\frac{1}{1 + \frac{m}{n} c}\right)^n\right]} \qquad (10)$$

als nach diesem Verfahren insgesamt extrahierbare Menge.

Eine Limesuntersuchung zeigt, daß die n-Potenz für $n = \infty$ gleich 0 wird. Daraus folgt dann

$$a_2 = p.$$

Die Beziehung besagt, daß durch partiellen Zusatz des Lösungsmittels vollständige Extraktion erreicht werden kann. Selbstverständlich ist der Begriff der „unendlich" großen Teilung in der Technik „hinreichend" groß zu verstehen und demgemäß von vollständiger nahezu vollständiger Extraktion zu setzen. Wesentlich aber ist, daß diese nahezu vollständige Extraktion mit einer endlichen Menge an Lösungsmitteln erreicht werden kann.

Währenddem es sich bei vorstehenden Untersuchungen um die Extraktion mittels eines noch vollständig reinen Extraktionsmittels handelt, sei nunmehr angenommen, daß das Extraktionsmittel bereits eine gewisse Menge des gelösten Stoffes aufgenommen hat. Wie groß ist in diesem Falle die noch extrahierbare Menge? Bezeichnet man mit

$$G_E \text{ kg}$$

die effektive im Extraktionsmittel vorhandene Gewichtsmenge des gelösten Stoffes, mit

$$G_L \text{ kg}$$

die effektive im Lösungsmittel vorhandene Gewichtsmenge des gelösten Stoffes, so ist auf Grund des vorausgesetzten Teilungskoeffizienten und des Volumenkoeffizienten, wenn eine Extraktion möglich sein soll, durch Verteilung des gelösten Mittels die Gleichgewichtsbedingung nach Gleichung (1) noch nicht erfüllt. Es muß vielmehr der eine Gewichtsbetrag um die Größe x abnehmen, und der andere Gewichtsbetrag um dieselbe Größe zunehmen. Hieraus folgt:

$$\frac{\frac{G_E + x}{V_2}}{\frac{G_L - x}{V_L}} = c. \qquad (11)$$

Löst man diese Gleichung nach x auf, so ergibt sich als die mit dem bereits benutzten Extraktionsmittel noch aufnehmbare Menge des gelösten Stoffes zu

$$x = \frac{1}{1 + c\,m}(c\,m\,G_L - G_E). \qquad (12)$$

Bezieht man die Größen x, G_L und G_E auf die Menge des Lösungsmittels Q und bezeichnet die Gewichtsanteile mit:

$$\frac{x}{Q} = \xi, \quad \frac{G_L}{Q} = \pi, \quad \frac{G_E}{Q} = \varepsilon,$$

so folgt:

$$\boxed{\xi = \frac{1}{1 + c\,m}(c\,m\,\pi - \varepsilon).} \qquad (13)$$

Für $\varepsilon = 0$, d. h. die Verwendung eines noch ungebrauchten Extraktionsmittels, geht die Gleichung ohne weiteres in Gleichung (8) über. Ist dagegen

$$\varepsilon = c\,m\,\pi, \qquad (14)$$

so wird $\xi = 0$, d. h. es ist überhaupt keine weitere Extraktion mit dem bereits vorbenutzten Extraktionsmittel mehr möglich. Wenn man in Gleichung (14) den Wert von m nach Gleichung (4) einsetzt, so folgt

$$\frac{\varepsilon}{\pi} = c\,m = c\,\frac{V_E}{V_L},$$

$$\frac{\dfrac{\varepsilon}{V_E}}{\dfrac{\pi}{V_L}} = c.$$

Dies aber ist, wie man leicht erkennt, die Gleichgewichtsbedingung, und wenn ein ihr entsprechender Zustand bereits vor der Operation vorhanden ist, so kann eine weitere Reaktion nicht eintreten.

IV. Extraktion im kontinuierlichen Verfahren

Die praktische Verwirklichung dieses Extraktionsvorganges ist eingangs gekennzeichnet. Um hierbei die Vorgänge rechnerisch erfassen zu können, muß im Gegensatz zu den beiden vorstehend geschilderten Extraktionsverfahren eine Hypothese aufgestellt werden.

Bei der Untersuchung der Vorgänge bei einem zylindrischen Mischergefäß denke man sich aus dem Mischergefäß durch zwei achsvertikale Ebenen einen Teilzylinder herausgeschnitten. Die Höhe des gesamten Mischers sei mit h bezeichnet, und der Abstand der beiden Schnittebenen als Teil dieser Höhe mit dh. In dem so abgegrenzten Teilzylinder befindet sich im Beharrungszustand des Betriebes, abhängig von dem beliebig gewählten Volumenkoeffizienten, eine bestimmte Menge Lösungs- und Extraktionsmittel.

Die im Teilzylinder enthaltene Menge an gelöstem Stoff verteilt sich zwischen dem Lösungsmittel und dem Extraktionsmittel.

Damit der gelöste Stoff zwischen dem Lösungsmittel und dem Extraktionsmittel ausgetauscht wird, darf Gleichgewicht auf Grund des Verteilungsgesetzes bei Lösungsvorgängen noch nicht erfüllt sein.

Bezeichnet man mit V_E und V_L die Volumina von Extraktionsmittel und Lösungsmittel, und nimmt man an, daß im Lösungsmittel G_L kg des gelösten Stoffes enthalten sind, so müßte, wenn Gleichgewicht herrschen soll, auf Grund von Gleichung (1) im Extraktionsmittel die Menge des gelösten Stoffes betragen

$$G_{E,Gl} = c \cdot \frac{V_E}{V_L} \cdot G_L.$$

Die Bezeichnungen haben diesslbe Bedeutung, wie eingangs erwähnt.

Mit $G_{E,Gl}$ soll angedeutet sein, daß dies diejenige Menge an gelöstem Stoff im Extraktionsmittel ist, bei welcher ein Austausch desselben nicht mehr stattfindet. Tatsächlich ist aber diese „Gleichgewichtsmenge" nicht vorhanden, sondern eine kleinere Menge, welche mit G_E bezeichnet sein soll.

Es wird nun angenommen, daß die Abwanderung des gelösten Stoffes aus dem Lösungsmittel ins Extraktionsmittel proportional ist mit dem Unterschied zwischen dieser Gleichgewichtsmenge und der effektiv vorhandenen Menge. Ferner wird als zweite Annahme festgelegt, daß die Abwanderung des gelösten Stoffes aus dem Lösungsmittel ins Extraktionsmittel proportional ist der Mischerhöhe.

Bezeichnet man wieder nach Gleichung (4) den Volumenkoeffizienten mit m, so geht obige Gleichung über in

$$G_{E,Gl} = c\,m \cdot G_L. \qquad (15)$$

Andererseits kann auf Grund von Gleichung (2) die effektive im Extraktionsmittel vorhandene Menge an gelöstem Stoff nur den Betrag

$$G_E = G - G_L$$

haben.

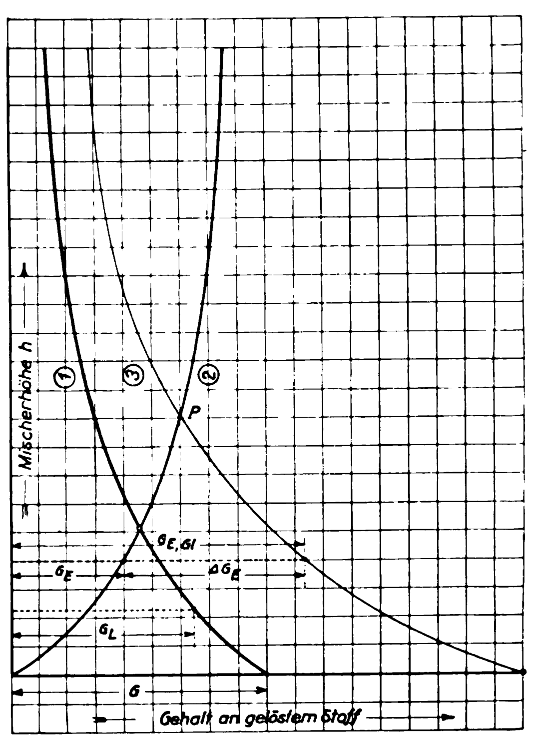


Abb. 1. Extraktionszustand, abhängig von der Mischerhöhe.

In Abb. 1 ist als Abzisse die Mischerhöhe h gewählt. Die Kurve 1 stellt den Verlauf des Gehaltes an gelöstem Stoff im Lösungsmitlel dar. Für $h = 0$ (Anfang der Extraktion) beträgt er G (weil die gesamte Menge noch im Lösungsmittel vorhanden ist). Über die Mischerhöhe hinweg nimmt er ab und nähert sich einem Kleinstwert. Die Kurve 2 stellt den Betrag an gelöstem Stoff dar, welcher nach Gleichung (15) im Extraktionsmittel vorhanden sein müßte. Die Kurve 3 gibt den effektiven Gehalt an gelöstem Stoff im Extraktionsmittel wieder. Dieser beträgt für $h = 0$

(Anfang der Extraktion) Null und nimmt mit der Mischerhöhe zu. Als ΔG_E, die „treibende Differenz", erscheint der Abszissenabschnitt zwischen Kurve 2 und Kurve 3. Im Punkte P schneiden sich Kurve 2 und 3, d. h. an dieser Stelle ist der effektive Gehalt an Gelöstem gleich geworden dem durch die Gleichgewichtsbedingung geforderten Gehalt an Gelöstem im Extraktionsmittel. Wie später gezeigt wird, entspricht dieser Punkt dem größten Betrag an Gelöstem, welcher im Extraktiosmittel auf Grund der gewählten Verhältnisse erreicht werden kann.

Bezeichnet man nunmehr die Differenz zwischen dem Gleichgewichtswert des gelösten Stoffes im Extraktionsmittel nach Gleichung (15) mit ΔG_E und dem effektiven Wert nach Gleichung (2) mit G_E, so ergibt sich die Differentialgleichung des Vorganges auf Grund der beiden vorstehenden Annahmen zu

$$\frac{d G_E}{d h} = - \frac{1}{k} \Delta G_E . \qquad (16)$$

k ist eine Proportionalitätskonstante. Das Minuszeichen ist bedingt durch nachfolgende Überlegung.

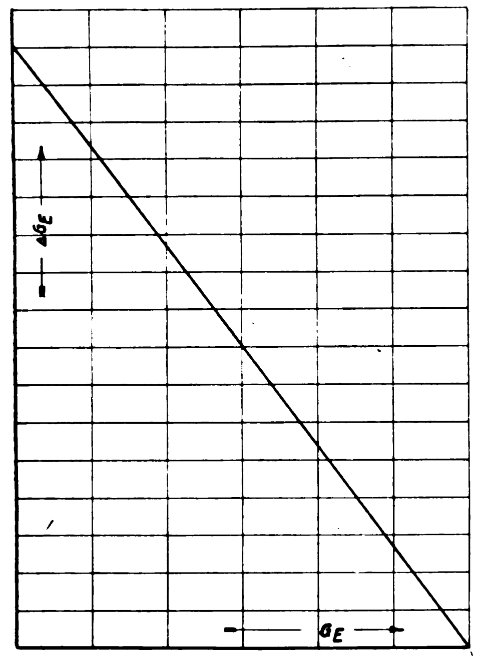


Abb. 2. Zusammenhang zwischen G_E und ΔG_E.

In Abb. 2 ist in einem Koordinatensystem als Ordinate der Wert ΔG_E und als Abzisse der Wert G_E eingetragen. Es ergibt sich, daß einem Wert von ΔG_E (am Anfang der Extraktion, wo also die Spannung zwischen Gleichgewichtszustand und effektivem Zustand noch groß ist) ein kleiner Wert von G_E entspricht (denn zu Beginn der Exraktion ist der Gehalt an Gelöstem im Extraktionsmittel noch klein), währenddem ein kleiner Wert von ΔG_E (also gegen Ende der Extraktion, wo die Spannung schon fast ausgeglichen ist) einem großen Wert von G_E entspricht (denn gegen Ende hat sich das Extraktionsmittel schon mit dem gelösten Stoff angereichert). Der Linienzug muß also den in der Abbildung wiedergegebenen fallenden Verlauf haben, wodurch das Minuszeichen bedingt ist. Der mathematische Zusammenhang bedingt, daß die Funktion linear ist. Durch Einsetzen der Werte für G_E aus Gleichung (2) und für ΔG_E aus Gleichung (15) und Gleichung (2) ergibt sich als Integral für die Mischerhöhe

$$h = - k \int \frac{d G_E}{\Delta G_E} \qquad (17)$$

$$h = - k \int_{G_L}^{G} \frac{- d G_L}{(1 + c m) G_L - G} . \qquad (18)$$

Hierdurch ist h als Funktion der Variablen G_L dargestellt. Dementsprechend ist die obere Integrationsgrenze G, denn am Anfang ist der Gehalt an gelöstem Stoff im Lösungsmittel gleich dem gesamten Betrag der gelösten Stoffe. Als untere Integrationsgrenze ist der Gehalt G_L gewählt, d. h. derjenige Betrag, auf welchen die ursprünglich im Lösungsmittel vorhandene Menge an gelöstem Stoff gesunken ist. Die Integration ergibt:

$$\boxed{h = \frac{k}{1 + c m} \ln \frac{c m G}{(1 + c m) G_L - G} .} \qquad (19)$$

Wird Gleichung (19) nach G_L aufgelöst, so erhält man

$$G_L = \frac{1 + \dfrac{c m}{e^{\frac{h}{k}(1 + c m)}}}{1 + c m} . \qquad (20)$$

Hierdurch ist der Verlauf des Gehaltes an gelöstem Stoff im Lösungsmittel wiedergegeben.

Führt man in Gleichung (19) wieder die prozentuale Angabe nach Gleichung (6) und (7) ein, so erhält man

$$\boxed{h = \frac{k}{1 + c m} \ln \frac{1}{1 - \dfrac{a_1}{p} \dfrac{1 + c m}{c m}} .} \qquad (21)$$

Die Diskussion dieser Gleichung liefert eine Reihe wichtiger Schlüsse.

Um für h einen reellen und endlichen Wert zu erhalten, muß

$$\frac{a_1}{p} \frac{1 + c m}{c m} < 1 .$$

Ist der Wert gleich 1, so wird h unendlich groß.



Für diesen Fall folgt

$$a_1 = \frac{c\,m}{1 + c\,m} \cdot p\,.$$

Diese Beziehung ist aber identisch mit der in Gleichung (8) festgelegten. Es ergibt sich:

Bei kontinuierlicher Mischung ist eine Extraktion im gleichen Betrag wie bei Extraktion nach Verfahren I erst möglich, wenn die Mischerhöhe „unendlich" groß ist. Alle anderen Mischerhöhen liefern ein schlechteres Resultat. Wie der Begriff „unendlich" aufzufassen ist, sei später ausgeführt.

Für alle Werte

$$\frac{a_1}{p} \; \frac{1 + c\,m}{c\,m} > 1$$

ergibt sich eine imaginäre Mischerhöhe, mit anderen Worten, es ist nicht möglich, eine weitgehendere Extraktion zu verwirklichen, als dies nach Verfahren I erreichbar ist. Diese Erkenntnis folgt auch schon unmittelbar aus der Anschauung, daß der effektive Gehalt an Gelöstem nach Gleichung (2) maximal gleich werden kann dem Gehalt, welcher nach Gleichgewichtsbedingung Gleichung (15) gegeben ist

$$c\,m\,G_L = G - G_L\,,$$

$$G_L = \frac{G}{1 + c\,m}\,, \qquad (22)$$

oder mit Einführung der Bezeichnungen nach Gleichung (6) und (7)

$$a_1 = \frac{c\,m}{1 + c\,m}\,p\,.$$

Dies ergibt sich auch aus Abb. 1.

Die Konstante k muß aus dem Versuch, beispielsweise mittels Gleichung (19) ermittelt werden. Die Verteilungskonstante c ist für ein bestimmtes System bekannt bzw. kann durch Extraktion nach Verfahren I leicht bestimmt werden. Die Mischerhöhe h ist für einen Versuchsapparat gleichfalls gegeben. Ferner kann man die Werte G und G_L, also den Gehalt an Gelöstem im Lösungsmittel am Anfang der Extraktion und nach Durchströmung des Mischers auf irgendeine Methode, beispielsweise Titration oder Messung des spezifischen Gewichtes bestimmen.

Abb. 3 gibt nun die Beziehungen nach Gleichung (19) wieder, und zwar ist angenommen für

$$k = 11$$

$$c = 3\,.$$

Auf der Abzisse ist aufgetragen das Verhältnis

$$\frac{G_L}{G}\,,$$

d. h. der jeweilige Gehalt des Gelöstem im Lösungsmittel, bezogen auf den ursprünglichen Gehalt. Die Ordinate stellt die Mischerhöhe dar.

Im Diagramm sind die stark ausgezogenen Linien Kurven gleicher Volumenkoeffizienten. Wie ersichtlich, ist zur Erreichung einer bestimmten prozentualen Abnahme des Gelösten die erforderliche Mischerhöhe um so größer, je geringer die Menge des verwandten Extraktionsmittels ist. Andererseits läßt sich bei einer bestimmten Mischerhöhe die Extraktion um so weiter treiben, je mehr

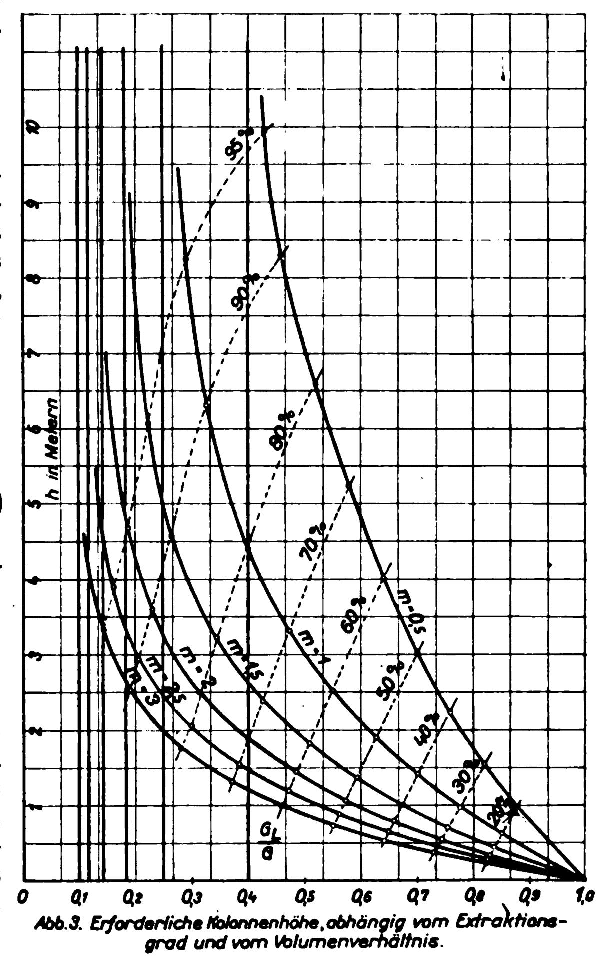


Abb. 3. Erforderliche Kolonnenhöhe, abhängig vom Extraktionsgrad und vom Volumenverhältnis.

Extraktionsmittel man verwendet, je größer der Volumenkoeffizient ist.

Das Diagramm enthält noch eine zweite Kurvenschar, die folgendermaßen gebildet ist.

Nach Gleichung (22) kann bei Verwendung einer bestimmten Menge von Extraktionsmittel unter Zugrundelegung eines bestimmten Teilungskoeffizienten bei „unendlicher" Mischerhöhe ein minimaler Gehalt an Gelöstem im Lösungsmittel erreicht werden. Die absolute Größe dieses Minimums ist, wie aus vorstehender Gleichung hervorgeht, um so kleiner, je mehr Extraktionsmittel man verwendet. Da das Minimum jeweils erst

bei „unendlicher" Mischerhöhe erreicht wird, so müssen sich die Kurven für konstante Volumenkoeffizienten diesem Wert asymptotisch nähern. Die Asymptoten erscheinen im Diagramm als die zur Ordinate parallelen Geraden.

Verbindet man nun auf den m-Kurven alle Punkte, welche gleiche prozentuale Abnahme des Gelösten im Lösungsmittel, bezogen auf den ursprünglichen Gehalt, darstellen, so ergibt sich die zweite Kurvenschar, welche also Kurven gleicher prozentualer Annäherung an das jeweilige Minimum sind. Aus dem Diagramm folgt, daß beispielsweise 95 % der in jedem Falle erreichbaren Extraktion bei Verwendung von viel Extraktionsmittel mit einer kleinen Mischerhöhe erzielt werden kann, währenddem man sehr große Mischerhöhe verwenden muß, wenn man bei wenig Extraktionsmittel denselben Effekt in bezug auf das in diesem Falle erreichbare Minimum erhalten will. Andererseits ergibt sich auch leicht, daß bei Verwendung einer bestimmten Mischerhöhe die Annäherung an das jeweilige Optimum um so größer ist, mit je mehr Extraktionsmittel man arbeitet. Hierbei geht auch hervor, was in diesem Zusammenhang unter „unendlicher" Mischerhöhe zu verstehen ist.

Da aus Gleichung (20) hervorgeht, daß erst für h = „unendlich" die unter sonstigen Verhältnissen größtmöglichste Extraktion durchführbar ist, so kann in erster Annäherung gesagt werden, daß, wenn zwar nicht der größtmöglichste Gehalt extrahiert ist, aber doch ein außerordentlich großer Prozentsatz dieses Gehaltes „praktisch unendliche" Mischerhöhe vorliegt. Diese „außerordentlich große" Annäherung an das Optimum ist aber auf Grund der Konstitution der Gleichung für die Mischerhöhe schon sehr bald erreicht. Zur besseren Erläuterung des Vorgesagten sei der Extraktionsvorgang nach den vorgenannten Methoden zahlenmäßig durchgeführt.

V. Beispiele

1. In 1 cbm Wasser sind 5 kg Bernsteinsäure gelöst. Welche Menge an Bernsteinsäure kann durch Zusatz von 3 cbm Äther dem Wasser entzogen werden?

Der Teilungskoeffizient für das System Wasser—Bernsteinsäure—Äther beträgt 5,2. Es ergibt sich nach Gleichung (6)

$$p = \frac{G}{Q} = \frac{5}{1000},$$

nach Gleichung (8)

$$a_1 = \frac{c\,m}{1 + c\,m} \cdot p =$$

$$= \frac{5{,}2 \cdot 3}{1 + 5{,}2 \cdot 3} \cdot \frac{5}{1000} = 4{,}7 \text{ kg/cbm}$$

Nach diesem Verfahren können 4,7 kg Bernsteinsäure extrahiert werden.

2. Unter gleichen Bedingungen wie im vorstehenden Beispiel werden die Mengen an Äther in zwei Portionen nacheinander getrennt, zugesetzt und abgezogen.

In diesem Fall ist nach Gleichung (10) mit $n = 2$

$$a_2 = p\left[1 - \left(\frac{1}{1 + \frac{m}{n} \cdot c}\right)^n\right] =$$

$$= \frac{5}{1000}\left[1 - \left(\frac{1}{1 + \frac{3}{2} \cdot 5{,}2}\right)^2\right] = 4{,}94 \text{ kg/cbm}$$

In diesem Falle können 4,94 kg Bernsteinsäure entzogen werden, also bei Verwendung gleicher Quantitäten ein größerer Betrag als nach Verfahren I.

3. Die Extraktion soll kontinuierlich durchgeführt werden, und sind die vorgenannten Mengen als stündliche Durchsätze aufzufassen. Die Kolonne habe eine Höhe von 2,2 m und es sei die Apparatekonstante $k = 11$, dann folgt nach Gleichung (20)

$$G_L = \frac{1 + \dfrac{c\,m}{e^{\frac{h}{k}(1 + c\,m)}}}{1 + c\,m}\, G =$$

$$= \frac{1 + \dfrac{5{,}2 \cdot 3}{e^{\frac{2{,}2}{11}(1 + 5{,}2 \cdot 3)}}}{1 + 5{,}2 \cdot 3}\, 5 = 0{,}47 \text{ kg/cbm}$$

als der Restgehalt im Lösungsmittel. Demnach ist die in diesem Falle extrahierbare Menge $a_3 = 5 - 0{,}47 = 4{,}53$ kg/cbm, Std. Nach diesem Verfahren ist also die geringste Menge extrahierbar. Bei Diskussion der Gleichung (21) wurde klargelegt, daß im kontinuierlichen Verfahren maximal soviel extrahierbar ist, wie bei einmaligem Zusatz des gesamten Extraktionsmittels. Das Ergebnis zeigt, daß von diesem maximalen Wert, der nur bei „unendlicher" Mischerhöhe erreichbar ist, schon bei einer Mischerhöhe $h = 2{,}2$ m

$$\frac{4{,}43}{4{,}7} \cdot 100 = \text{etwa } 96\,\%$$

erreicht sind. Dieses Beispiel zeigt am besten, wie der Begriff „unendlich" in diesem Zusammenhang zu verstehen ist.

Wenn auch in vielen Fällen alle Voraussetzungen, welche für vorstehende Untersuchung gemacht wurden, nicht gegeben siud, so liefern die Ergebnisse doch einen guten Anhalt, denn die gefundene Beziehung zwischen den Größen, welche bei der Extraktion eine Rolle spielt, läßt erkennen, wie sich die Variation derselben auswirkt.

Zusammenfassung

Durch das Verteilungsgesetz bei Lösungsvorgängen ist Gleichgewichts-Konzentration eines gelösten Stoffes zwischen zwei Lösungsmitteln bestimmt. Die Gültigkeit des Gesetzes ist von verschiedenen physikalischen Bedingungen abhängig. Je nach Leitung des Extraktionsvorganges läßt sich unter sonst gleichen Bedingungen, ein verschiedener Effekt erzielen. Die drei Hauptverfahren, nach steigender Wirksamkeit genannt, sind:

Extraktion im kontinuierlichen Verfahren,
Extraktion durch einmaligen Zusatz des Extraktionsmittels,
Extraktion durch partiellen Zusatz des Extraktionsmittels.

Wenn für ein bestimmtes Stoffsystem und einen bestimmten Apparatetyp die Konstanten c und k bekannt sind bzw. nach den genannten Methoden bestimmt werden können, so ist es möglich für analoge Fälle Apparate von geforderter Leistung zu projektieren.

(Eingegangen am 4. Februar 1929)

Über ein Lichtfilter zur Messung der Farbtemperatur

Von G. Naeser, Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf

Inhalt: Es wird ein einfaches Farbpyrometer, bestehend aus einem Lichtfilter in Form eines gefärbten Glasgelatinekeiles, beschrieben.

Die gebräuchlichen optischen Temperaturmeßverfahren[1]) beruhen auf einem Vergleich der Strahlung des zu messenden Körpers mit der definierten Strahlung des schwarzen Körpers. Durch das Zusammentreffen der großen Temperaturabhängigkeit der Strahlung und der großen Empfindlichkeit des menschlichen Auges für die Helligkeits- und Farbunterschiede wird eine beachtenswerte Genauigkeit der optischen Temperaturmessung erreicht. Trotzdem ist die wahre Temperatur des Strahlers noch mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet, die ihren Grund in der Unkenntnis des von der Oberflächenbeschaffenheit abhängigen Absorptionsvermögens hat, das die gemessene Temperatur mit der wahren Temperatur verknüpft. Diese Abweichungen sind für einen Strahler bestimmter Emission für die verschiedenen Temperaturen verschieden groß, je nach der Methode, nach der sie bestimmt wurden. Die mit den Gesamtstrahlungspyrometern gemessenen Strahlungstemperaturen liegen ebenso wie die durch Helligkeitsvergleich in einer Farbe gemessenen Temperaturen unter der wahren Temperatur. Dagegen liegt die durch die Farbe, d. h. durch die spektrale Verteilung definierte Farbtemperatur oberhalb der wahren Temperatur und fällt für die grauen Strahler, die unter dem technisch wichtigen Stoffen sehr verbreitet sind, sogar mit ihr zusammen. Die Farbtemperatur hat daher vor den mit den gebräuchlichen Instrumenten ermittelten Temperaturen eine Reihe grundsätzlicher Vorteile, die ein Farbpyrometer zur leichten Ermittlung der Farbtemperatur erwünscht erscheinen lassen.[2])

Als Farbtemperatur eines Strahlers bezeichnet man die Temperatur eines schwarzen Körpers, der die gleiche Farbe zeigt wie der Strahler.

Die Farbe kann durch das Verhältnis zweier monochromatischer Intensitäten gemessen werden, da die technischen Strahler eine ähnliche Energieverteilung besitzen wie der schwarze Körper. Die Farbtemperatur ist also bestimmt durch das Intensitätsverhältnis zweier Farben. Man kann die Intensitäten durch photometrischen Vergleich — etwa unter Benutzung von Instrumenten nach Wanner oder Holborn-Kurlbaum — einzeln messen und die Farbtemperatur berechnen. Da dieses Verfahren umständlich und ungenau ist und auch die direkte Messung der Farbtemperatur mittels eines Farbpyrometers mit Vergleichslampe wenig befriedigende Ergebnisse lieferte, wurde ein einfaches Gerät zur Farbtemperaturmessung konstruiert, das, ohne teure und umständliche optische Einrichtungen, dem Praktiker gestatten soll, die Farbtemperatur mit einer Genauigkeit zu messen, die vielen technischen Anforderungen genügt.

Das Meßprinzip des Filters beruht gemäß der oben gegebenen Definition der Farbtemperatur auf dem Vergleich zweier monochromatischer Strahlungen untereinander. Der Vergleich der Intensitäten ohne Bezugslichtquelle ist durch die physiologische Eigenschaft[3]) des Auges ermöglicht, zwei gleichzeitig an gleichem Orte einfallende verschieden farbige Lichter als eine von den Komponenten abweichende dritte Mischfarbe zu empfinden, wenn die beiden Farben in ihrer physiologischen Einzelwirkung gleich oder fast gleich sind.

Fällt das Licht eines Strahlers konstanter Temperatur durch ein Filter, das zwei im Spektrum entfernt gelegene Farben λ_1, und λ_2 durchläßt, so entsteht im Auge ein Lichtgemisch, das je nach dem Verhältnis der Farben entweder als die reine Farbe λ_1, oder als eine Mischfarbe oder als reine Farbe λ_2 empfunden wird. Hat man ein Filter hergestellt, das gerade die Mischfarbe zeigt, und ändert die Temperatur des Strahlers und damit auch das Verhältnis der beiden Farben, so wird

[1]) F. Henning: Die Grundlagen, Methoden und Ergebnisse der Temperaturmessung, (Berlin, 1915).

[2]) H. Schmidt: Mitt. K. W.-Inst. f. Eisenforsch. 6 (1924/25), 14.

[3]) W. Ostwald: Die Farbenlehre Bd. II, Physikalische Farbenlehre 1. Aufl. (Leipzig: Unesma 1919), S. 237—243.

das Filter nicht mehr die Mischfarbe zeigen, da jetzt eine Komponente vorherrscht. Man kann sich für die neue Temperatur ein zweites Filter herstellen, das gerade für diese Temperatur die Mischfarbe zeigt. Man gelangt so zu einem Satz von Filtern für die verschiedenen Temperaturen. Für genauere Messungen ist es zweckmäßig, die Absorption für eine Farbe oder für beide Farben, aber dann in verschiedenem Maße, kontinuierlich zu ändern. Nach dem letztgenannten Prinzip sind die hier benutzten Filter konstruiert: sie sollen an dem Beispiel des Farbenpaares Grün und Rot näher beschrieben werden. Das Licht des Strahlers (Abb. 1) fällt durch die Filter 1—3

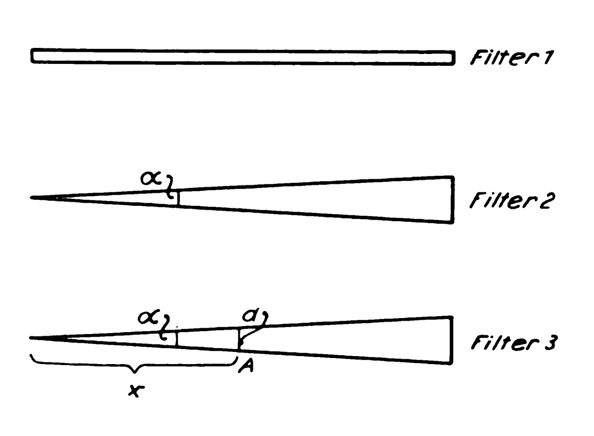


Abb. 1. Schema des Farbtemperaturmeßfilters

in das Auge des Beobachters. Filter 1 absorbiert alles Licht bis auf die beiden Farben Rot (λ_1) und Grün (λ_2). Von den beiden folgenden geometrisch gleichen, in ihrer Absorption aber verschiedenen Keilen 2 und 3 absorbiert 2 das Rot in mit der Keilstärke steigendem Maße, läßt aber alles Licht der Farbe Grün hindurch. Dagegen absorbiert umgekehrt der Keil 3 das Grün mit steigender Keildicke in einem andern Ausmaß, läßt aber das Rot ungehindert hindurch. Der Beobachter empfängt ein Lichtgemisch aus den beiden Farben, in dem je nach dem Orte des Keiles die eine oder die andere Farbe vorherrscht. Die Mischfarbe erscheint dort, wo die beiden Helligkeiten im Auge gleichwertig sind. Die Filter 1—3 können, da die Durchlässigkeiten an dem gleichen Orte des Spektrums liegen, zu einem einzigen Keil vereinigt werden.

Nehmen wir an, das Grün werde mit steigendem Keildurchmesser in stärkerem Maße absorbiert als das Rot, so wird an einem Punkte A des Filters bei einem bestimmten Grün-Rot-Verhältnis des Strahlers eine Mischfarbe entstehen. Rechts von A, an dem dicken Ende des Keiles, wird der Keil rot aussehen, da dort zuviel Grün absorbiert wird, links von A wird er grün aussehen, da zuviel Grün durchgelassen wird. Steigt jetzt die Temperatur des Strahlers und damit das Grün-Rotverhältnis seiner Strahlung, so wird entsprechend der vermehrten Grünstrahlung der Punkt der Mischfarbe nach rechts verschoben sein, um zur Erreichung des Farbgleichgewichtes die zu große Grünstrahlung durch eine größere Absorption im Grün zu kompensieren. Die Stelle der Mischfarbe ist also von dem Grün-Rotverhältnis der Strahlung des Körpers und damit von seiner Temperatur abhängig. Auf der Aufsuchung des Ortes der Mischfarbe beruht die Messung.

Die Stelle der Mischfarbe ist durch die Gleichheit der Empfindungen der beiden ins Auge fallenden Helligkeiten H_{λ_1} und H_{λ_2} gegeben. Es soll die Verschiebung des Punktes A von x nach $x + \Delta x$ berechnet werden, wenn die Temperatur des Strahlers von T auf $T + \Delta T$ ansteigt. Es ist gegeben ein Strahler von der absoluten Temperatur T, den Emissionskoeffizienten A_1 und A_2 für die beiden Farben λ_1 und λ_2, ein Farbkeil aus zwei Farbstoffen mit den Konzentrationen c_1 und c_2, den Extinktionskoeffizienten ε_1, und ε_2 an den Stellen λ_1 und λ_2 und dem Keilwinkel α. Weiter ein Beobachter mit den Empfindlichkeiten M_1 und M_2 für die beiden Farben. Die im Auge empfundenen Helligkeiten H_{λ_1} und H_{λ_2} sind abhängig

1. von der Emission des Strahlers,
2. von der Absorption des Filters,
3. von der relativen Empfindlichkeit des Beobachters.

Die Emission $E_{\lambda T}$ eines Strahlers von der Temperatur T und dem Emissionsvermögen A_λ in der Wellenlänge λ ist[4])

$$E_{\lambda T} = A_\lambda \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \cdot$$

C_2 = Strahlungskonstante.

Die Durchlässigkeit eines Filters ist[5])

$$E' = E'_0 \cdot e^{-\varepsilon \cdot c \cdot d} .$$

E' = Durchgelassene Helligkeit
E'_0 = eintretende Helligkeit
ε = Extinktionskoeffizient
c = Konzentration
d = lichte Weite

Die lichte Weite d des Filters ist hier an allen Orten verschieden und bei einem Keil mit dem Winkel α an der Stelle x, von der Spitze aus gerechnet:

4) H. Geiger u. K. Scheel: Handbuch der Physik Bd. 19 (Berlin, Springer 1928), S 2 ff.
5) H. Geiger u. K. Scheel: l. c. S. 637.

$$d = x \cdot \operatorname{tg} \alpha .$$

Es folgt für die durchgelassene Strahlung an der Stelle x

$$E = E_0 \cdot e^{-\varepsilon \cdot c \cdot x \cdot \operatorname{tg} \alpha} .$$

Die Augenempfindlichkeit M ist für alle farbentüchtige Beobachter fast gleich und zeitlich konstant. Benutzt man für die Wellenlängen λ_1 und λ_2 die Indices 1 und 2 so folgt aus

$$H_{\lambda_1} = H_{\lambda_2}$$

$$x = \frac{\log \frac{M_1}{M_2} + \log \frac{A_1}{A_2} + 5 \log \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \frac{C_2}{T} \cdot \log e \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\log e \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot (c_1 \varepsilon_1 - c_2 \varepsilon_2)} \qquad (1)$$

Für den schwarzen Körper mit der Emission 1 in allen Farben wird $\log \frac{A_1}{A_2} = 0$. Hat man ein bestimmtes Filter, so werden folgende Größen konstant:

λ_1, λ_2 = die beiden Wellenlängen,
c_1, c_2 = die Konzentrationen der Farbstofflösungen,
$\varepsilon_1, \varepsilon_2$ = die Extinktionskoffizienten der beiden Farbstoffe,
α = der Winkel des Keiles.

C_2 und $\log e$ sind Konstante.

Es folgt:

$$K = \frac{5 \log \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \log \frac{M_1}{M_2}}{\log e \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot (c_1 \cdot \varepsilon_1 - c_2 \varepsilon_2)};$$

$$K' = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\operatorname{tg} \alpha \cdot (c_1 \varepsilon_1 - c_2 \varepsilon_2)}$$

$$x = K + \frac{K'}{T}$$

Die Gleichung, die die Abhängigkeit der Entfernung der Mischfarbe des Meßfilters von dem Winkel an der Spitze angibt, stellt eine Hyperbel dar (s. Abb. 2).

Die Genauigkeit der Temperaturmessung, ausgeführt mit dem oben beschriebenen Farbtemperaturmeßfilter, hängt erstens von der Größe der Verschiebung des Punktes der Mischfarbe bei einer Temperaturänderung des Strahlers und zweitens von der subjektiven Einstellgenauigkeit ab. Die Verschiebung wird umso größer, je weiter die Wellenlängen im Spektrum auseinanderliegen, die Einstellgenauigkeit steigt mit der relativen Empfindlichkeit für die beiden Farben, sie hängt aber besonders auch von der Unterscheidbarkeit der Mischfarbe von den Komponenten, von dem Erinnerungsvermögen an die Mischfarbe und weiter von physiologischen Störungen ab.

Ganz allgemein werden Komplementärfarben geeignet sein, weil sie Weiß als Mischfarbe ergeben, das sicher von beiden Komponenten mehr absticht als alle anderen Farben und am leichtesten gemerkt werden kann. Hier wurden die Komplementärfarben Grün und Rot gewählt, von denen wenigstens das Grün im Gebiete großer Empfindlichkeit liegt. Letzten Endes mußte auch das Vorhandensein geeigneter Farbstoffe maßgebend für die Auswah der Farben sein.

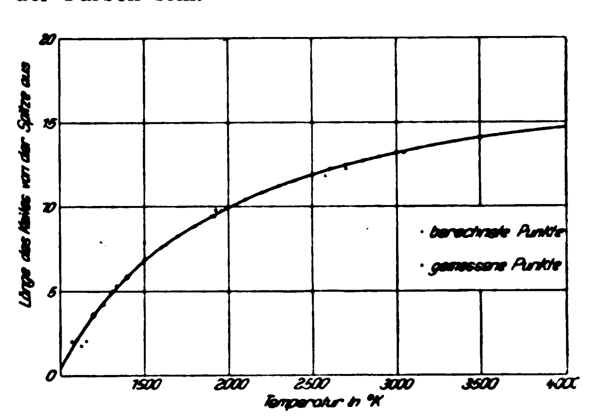


Abb. 2. Temperatur-Eichkurve eines Farbkeiles

Um eine Farbstoffmischung mit den geforderten optischen Eigenschaften herstellen zu können, wurden unter Benutzung der Untersuchungsergebnisse von Hübl[6]) und Formanek[7]) eine Reihe von organischen Farbstoffen ausgesucht und ihre Absorptionskurven in Abhängigkeit von der Konzentration gemessen. Die nach diesen Ergebnissen hergestellte Mischung hatte die geforderten Eigenschaften, nur annähernd monochromatisches Grün und Rot durchzulassen und außerdem mit steigender Konzentration das Grün stärker zu verschlucken als das Rot. Die Beziehung zwischen der Farbstoffdichte und der Absorption konnte für beide Absorptionslücken durch das Lambert-Beersche Gesetz ausgedrückt werden, wie sich in der Konstanz der Extinktionskoeffizienten zeigte. Da auch die beiden Wellenlängen ermittelt wurden, und die Empfindlichkeiten für die beiden Farben (für Rot allerdings nur unsicher) aus den Messungen von Gybson und Tyndall[8]) entnommen werden konnten, sind für einen schwarzen Strahler bekannter Temperatur und einen Keil gegebener Dimension (Glas) alle Größen zur Berechnung von x nach der Formel (1) bekannt. Es ergab sich für $K = 19{,}55$ und $K' = -19140$. Um die berechneten Werte für x experimentell prüfen zu

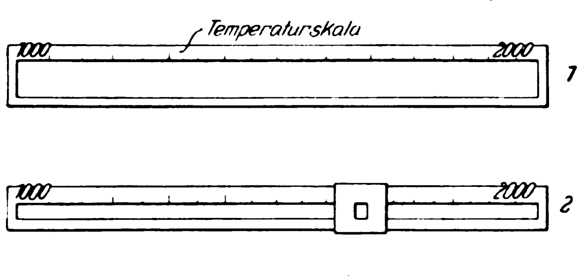
[6]) A. Hübl: Die Lichtfilter, 3. Aufl. (Halle, 1927).

[7]) J. Formanek: Untersuchung und Nachweis organischer Farbstoffe auf spektralem Wege, (Berlin, Springer 1908 und 1927—28).

[8]) Gybson und Tyndall: Sc. Pap. Bur. of Stand. 19, (1923) 131.

können, wurde die Lage der Mischfarbe an einem diese Lösung enthaltenden keilförmigen Trog in Abhängigkeit von der Temperatur eines Strahlers festgestellt. Als schwarzer Strahler diente ein mit Blenden versehener Tammannofen, dessen Temperatur mit einem geeichten Pyrometer gemessen wurde. Die gefundenen und berechneten Werte (s. Abb. 2) zeigen gute Übereinstimmung in Anbetracht der ungenauen Kenntnis der Empfindung im Rot, der Verengung der Absorptionsbereiche mit der Farbstoffdichte und der kleinen Verschiebung der Wellenlängen.

Die äußere Gestaltung der Meßfilter[9]) zeigt Abb. 3. Der luftdicht verkittete Farbkeil (Abb. 3,



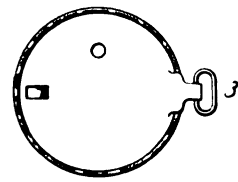


Abb. 3. Ausführungsformen des Farbtemperaturmeßfilters

Nr. 1) ist nach Art der als Strahlungsschutz dienenden Blaugläser in einen Holzrahmen gefaßt, der die Temperaturskala trägt. Man liest direkt an der Stelle der Mischfarbe die Temperatur ab. Die Messung wird dadurch erleichtert, daß man über dem Farbkeil nach Art eines Rechenschiebers einen Läufer anbringt, der hier mit einer Lochblende versehen ist (Abb. 3, Nr. 2). Man visiert den Strahler durch die Blende an und verschiebt den Keil solange, bis die Mischfarbe erscheint. Die Temperatur wird neben dem Läufer abgelesen. Ist der Keil nach Art des Belichtungsmessers Diaphot[10]) kreisförmig angeordnet (Abb. 3, Nr. 3), so wird das Filter besonders handlich. Die Temperaturskala erscheint in einem radialen Schlitz, der in dem die bewegliche Blende tragenden runden Verschluß ausgespart ist.

Die Genauigkeit der Temperaturmessung hängt in hohem Maße davon ab, ob der Beobachter vorschriftsgemäß eine Ermüdung des Auges in einer der beiden Farben — etwa durch Beobachten des Strahlers durch eine lebhaft buntfarbige Stelle des Keils — vermeidet. Die Ermüdung in einer Farbe hat durch Auftreten der sogenannten Nachbilder eine Verschiebung des Ortes der Mischfarbe und damit eine Änderung der Temperaturangabe zur Folge. Man umgeht diese Schwierigkeiten,[11]) indem man zunächst mit dem einen Auge ungefähr und anschließend mit dem anderen Auge genau einstellt. Die Genauigkeit beträgt etwa ± 13 Grad, wie einige Versuchsreihen vier verschiedener Beobachter ergaben. Nimmt man das Mittel aus 4 Ablesungen, die wegen der Einfachheit der Messung in wenigen Sekunden ausgeführt werden können, so wird die Farbtemperatur eines Strahlers zwischen 1900 und 2000 Grad mit einer Genauigkeit von etwa ± 10 Grad ermittelt werden können. In Anbetracht der Einfachheit und Billigkeit des Meßfilters und der Vorteile der Farbtemperatur muß die Genauigkeit für die meisten technischen Zwecke befriedigend erscheinen. Das Meßprinzip gestattet weiter die Herstellung von bunten Scheiben, die, etwa an einem Ofen fest eingebaut, schon von Weitem die Über- oder Unterschreitung einer Temperaturgrenze durch den Farbumschlag anzeigen.

Zusammenfassung

Die aus der Farbe eines glühenden Körpers ermittelte Temperatur hat für technische Strahler vor den nach anderen optisch-pyrometrischen Verfahren gemessenen Temperaturen gewisse Vorteile. Es wird eine Methode beschrieben, auf einfache Weise unter Benutzung von organischen Farbstoffgemengen besonderer optischer Eigenschaften das Verhältnis zweier Komplementärfarben zu messen. Die Brauchbarkeit solcher Lösungen in Form von keilförmigen Lichtfiltern zur Messung der Farbtemperatur glühender Körper wird gezeigt. Die zweckmäßigste Auswahl der zu vergleichenden Farben wird diskutiert. Nach Aufnahme der Absorptionskurven einiger Farbstoffe wird eine Lösung hergestellt, die nur zwei Farben hindurchläßt. Die Temperatureichkurve eines mit einer solchen Lösung hergestellten Farbkeiles wird ermittelt und mit der nach den Strahlungs- und Absorptionsgesetzen berechneten Kurve verglichen. Die technische Ausführung und die Meßgenauigkeit fertiger Glasgelatinefilter wird mitgeteilt.

[9]) D. R. P. angem.

[10]) Die Firma Zeiß-Ikon stellte uns liebenswürdigerweise einiges Material zur Verfügung.

[11]) Eine Steigerung der Genauigkeit durch Anbringen eines Graukeiles neben dem Filter als Vergleich für die Mischfarbe konnte bisher nicht erreicht werden.

(Eingegangen am 4. Februar 1929)

Zur Korrektur von Thermoelementen bei Temperaturschwankungen der kalten Lötstelle

Von U. Retzow, Berlin

Inhalt: Bedeutung der kalten Lötstelle für die Angaben eines Thermoelementes. Rechnerische Ermittelung der Korrektur aus der thermoelektrischen Bestimmungsgleichung. Technische Verfahren zur Verminderung des Einflusses der kalten Lötstelle.

Die Temperaturbestimmung auf thermoelektrischem Wege ist ein Meßverfahren, das auf den verschiedensten Arbeitsgebieten sowohl für Forschungszwecke wie auch in seiner Anwendung für die Praxis zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel geworden ist; diese umfangreiche Verwendung verdanken die Thermoelemente einer Reihe von Vorzügen, die hier nur ganz kurz angedeutet seien.

Durch die punktförmige Ausbildung der Löt- oder Schweißstellen wird der Platzbedarf bei der Verwendung eines Thermoelementes ganz beträchtlich herabgesetzt und der Einbau derartiger Meßelemente auch an schwer zugänglichen und sehr eng bemessenen Stellen begünstigt. Die Vereinigung des temperaturempfindlichen Teiles eines solchen Termoelementes in der warmen Lötstelle schafft die Möglichkeit einer Temperaturmessung gewissermaßen an einem Punkte; dazu kommt ferner, daß im Gegensatz zu anderen Verfahren direkter Temperaturbestimmung bei einem Thermoelement an der Prüfstelle nur eine verhältnismäßig geringe Materialanhäufung erfolgt, die daher auch nur einen kleinen thermischen Eigenverbrauch besitzt und ebenso nur geringfügige Änderungen der vorliegenden Wärmeverteilung an der Prüfstelle verursacht. Der Wissenschaftler hat in den Thermoelementen ein Hilfsmittel gefunden zur genauen Bestimmung von Temperaturen und geringen Temperaturunterschieden, während der Praktiker an diesem Meßverfahren außerdem noch das Fortfallen einer besonderen Stromquelle schätzt.

Die allgemeine Grundlage der Temperaturbestimmung mit Hilfe eines Thermoelementes kann an dieser Stelle als bekannt vorausgesetzt werden. Die in einer aus zwei verschiedenen Metallen oder Metallegierungen zusammengesetzten, in sich geschlossenen Leitung durch das Erwärmen oder Abkühlen der einen Lötstelle auftretende elektrische Spannungsdifferenz wird als Maß für den zwischen den beiden Lötstellen bestehenden Temperaturunterschied benutzt. Die Größe dieser thermoelektrischen Kraft ist einmal abhängig von der zwischen den beiden Lötstellen vorhandenen Temperaturdifferenz und anderseits gegeben durch die gewählten beiden Metalle. Je nach dem Verwendungszweck werden Thermoelemente aus unedlen oder edlen Metallen benutzt. Über die obere Grenze ihrer Verwendbarkeit sind wir durch eine umfangreiche Untersuchung von F. Hoffmann und A. Schulze[1]) recht genau unterrichtet, auf die wegen der Einzelheiten für verschiedene Zusammenstellungen verwiesen werden kann.

Es war darauf hingewiesen worden, daß mit einem Thermoelement der Temperaturunterschied zwischen den beiden Lötstellen eines thermoelektrischen Kreises ermittelt wird. Während hierbei die Temperatur der warmen Lötstelle durch den zu prüfenden Gegenstand selbst bedingt ist, erfordert die kalte Lötstelle eine Berücksichtigung gewisser Vorsichtsmaßregeln, auf die wir noch zu sprechen kommen werden, zuvor jedoch einen Überblick über die Bedeutung der kalten Lötstelle geben wollen.

Im allgemeinen bezieht man die Beobachtungen mit einem Thermoelemente auf eine Temperatur der kalten Lötstelle von 0^0 C; es finden sich jedoch gerade bei den für technische Messungen bestimmten Thermoelementen auch solche, für deren Eichung aus später ersichtlichen Gründen eine Bezugstemperatur von 20^0 C zugrunde gelegt ist. Selbstverständlich spielt das Einhalten dieser Bezugstemperatur für die erzielte Genauigkeit der Messung eine wichtige Rolle.

Bei Laboratoriums- und ähnlichen kurzfristigen Messungen bietet das Einhalten der erforderlichen Konstanz der kalten Lötstelle keine nennenswerte Schwierigkeit, da hier geeignete Hilfsmittel zur Hand sind, die Temperatur durch bestimmte Bäder oder in schmelzendem Eis auf dem gewünschten Betrag zu halten. Da die meisten Untersuchungen über Thermoelemente vom rein wissenschaftlichen Standpunkt aus durchgeführt sind, ist man bei den betreffenden Veröffentlichungen nur recht selten auf die Korrektur durch die kalte Lötstelle eingegangen; außerdem sind die wenigen bekannten Literaturstellen[2]) in dieser Hinsicht der Allgemeinheit verhältnismäßig schwer zugänglich, so daß es angebracht erscheint, etwas näher auf diese Korrektur einzugehen. Auf jeden Fall wird der angehende Meßtechniker in den bekannten Lehrbüchern nur selten mit dem nötigen Nachdruck auf diese Verhältnisse hingewiesen, wie es für die Beurteilung der erreichbaren Genauigkeit und zur Vermeidung jeglicher Überschätzung erforderlich ist.

Diese Korrekturen gewinnen aber noch an Bedeutung, wenn es sich um technische Betriebseinrichtungen handelt, die entweder für langwährende Messungen bestimmt oder für dauernden

[1]) F. Hoffmann u. A. Schulze, Über die Brauchbarkeit von Thermoelementen aus unedlen Leitern bei hohen Temperaturen. ETZ. 1920, S. 427.

[2]) Schultze u. Koepsel, Zentralbl. f. Akkumulatoren 1907, S. 102. — C. Offerhaus u. E. Fischer, Elektrochem. and. Met. Ind. 1908, S. 362. — Foote, Met. Chem. Eng. 1913, S. 329. — Technol. Pap. 170 des Bur. of Standards.

Gebrauch eingebaut sind. Daher macht sich die Auswirkung derartiger Temperaturschwankungen an der kalten Lötstelle besonders bei aufzeichnenden Einrichtungen geltend, deren Kurvenverlauf beim Fehlen entsprechender Schutzmaßnahmen z. B. noch von dem täglichen und jährlichen Gang der Lufttemperatur überlagert sind.

Auf Grund einer einfachen Überlegung läßt sich schon sagen, daß bei einer Temperaturerhöhung der kalten Lötstelle die Temperaturmessung einen zu geringen Betrag ergibt, der durch eine positive Korrektur an dem Meßergebnis ausgeglichen werden muß. Diese Berichtigung hat nicht für alle Elemente den gleichen Wert, sondern ist abhängig von der thermoelektrischen Kraft des benutzten Thermoelementes; für ein ganz bestimmtes Element aber wächst die Korrektur mit der Temperaturabweichung an der kalten Lötstelle von der normalen Bezugstemperatur, sie nimmt dagegen ab mit der Höhe der zu messenden Temperatur.

Die Abhängigkeit der erforderlichen Berichtigung von diesen einzelnen Gesichtspunkten soll nun an Hand der Abb. 1. näher verfolgt werden

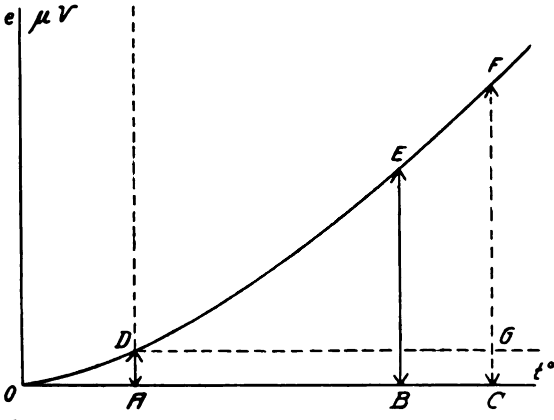


Abb. 1. Schematische Abhängigkeit der thermoelektrischen Kraft von der Temperatur

Die eingezeichnete Kurve stellt schematisch die Abhängigkeit der erzeugten Thermokraft e eines auf 0°C bezogenen Elementes von der Temperatur t dar. BE sei die Größe der bei der Temperatur t_h gemessenen Thermokraft e_h bezogen auf die normale Bezugstemperatur. Steigt nun während der Messung die Temperatur der kalten Lötstelle auf t_k (dargestellt durch die Strecke OA), so entspricht dies einer Thermokraft e_k (Strecke AD), um welchen Wert daher der zu messende Betrag zu klein ausfällt. Die ganze Fragestellung läuft deshalb auf die Aufgabe hinaus, diejenige Temperatur zu bestimmen, für die unter Berücksichtigung der Temperaturänderung an der kalten Lötstelle die Bedingung erfüllt ist: $BE = GF$.

Die Größe der Korrektur BC führen wir als k in die Rechnung ein, die Thermokraft CF, also für die Temperatur $(t_h + k)$, werde mit e' bezeichnet. Dann besteht nach den vorhergehenden Ausführungen die Forderung: $e' - e_k = e_h$.

Kubische Form der Gleichung

Der Zusammenhang der erzeugten Thermokraft eines Elementes mit der Temperatur läßt sich bekanntlich in den meisten Fällen durch eine Gleichung dritten Grades mit hinreichender Genauigkeit ausdrücken, solange nicht der normale Verlauf der Kurve durch innere Umwandlungen des einen Materials oder auch nur eines Legierungsbestandteiles gestört und die rechnerische Verfolgung des Zusammenhanges erschwert wird, dadurch zugleich aber auch der technischen Anwendung große Schwierigkeiten in den Weg gelegt werden.

Die Ausgangsgleichung liege in der Form vor:

$$e = \varphi_{(t)} = a \cdot t + b \cdot t^2 + c \cdot t^3,$$

so daß wir die Thermokraft bei den drei in Frage kommenden Temperaturen die folgenden drei Gleichungen haben:

$$e_h = a \cdot t_h + b \cdot t_h^2 + c \cdot t_h^3,$$

$$e_k = a \cdot t_k + b \cdot t_k^2 + c \cdot t_k^3,$$

$$e' = a \cdot (t_h + k) + b \cdot (t_h + k)^2 + c \cdot (t_h + k)^3.$$

Unter Benutzung der vorher angeführten Beziehung

$$e' - e_k = e_h$$

erhält man nach Auflösung der Gleichung nach k

$$c \cdot k^3 + k^2 \cdot (b + 3c \cdot t_h) + k \cdot (a + 2b \cdot t_h + 3 \cdot c \cdot t_h^2) - (a \cdot t_k + b \cdot t_k^2 + c \cdot t_k^3) = 0$$

Führt man für die Beiwerte, die für jeden Einzelfall (Temperaturänderung t_k bei der gemessenen Temperatur t_h der warmen Lötstelle) als konstant zu betrachten sind, noch die Kürzungen ein

$$f = \frac{b + 3c \cdot t_h}{c}, \quad g = \frac{a + 2b \cdot t_h + 3c \cdot t_h^2}{c},$$

$$h = -\frac{a \cdot t_k + b \cdot t_k^2 + c \cdot t_k^3}{c},$$

so ergibt sich die Gleichung

$$k^3 + f \cdot k^2 + g \cdot k + h = 0,$$

Die Lösung dieser Gleichung bereitet trotz der hohen Beträge, die die Beiwerte f, g und h infolge der sehr geringen c-Werte besitzen, nicht die Schwierigkeiten, wie es auf den ersten Blick scheinen möchte. Denn bei den verhältnismäßig geringen Korrekturen k überwiegt das zweite Glied der Gleichung um ein Vielfaches das Glied k^3, so daß in den meisten Fällen die quadratische Form dieser Gleichung schon die Korrektur k auf 1 % genau ergibt. Mit diesem Näherungswert läßt sich dann die gewünschte Genauigkeit ohne weiteres erreichen.

Die Betrachtung der Beiwerte f, g und h läßt erkennen, daß unter sonst gleichen Verhältnissen bei einer Vergrößerung des Faktors a eine Erhöhung der Berichtigung eintritt, umgekehrt eine Verkleinerung sowohl des Faktors b wie auch des Faktors c ein Ansteigen der Korrektur bewirkt; unter Bezug auf die vorliegenden Temperaturverhältnisse steigt die Korrektur mit zunehmender Temperaturänderung t_k an der kalten Lötstelle, sie sinkt dagegen mit der Höhe der zu messenden Temperatur t_h.

Für ein bestimmtes Thermoelement sollen diese Ausführungen durch Zahlenwerte erläutert werden. Als Beispiel wird das bekannte Element Kupfer-Konstantan gewählt, das bis zu einer Temperatur von 350 °C mit großer Sicherheit verwendet werden kann, und dessen Kurvenverlauf nach einer vorliegenden Messung durch die Beiwerte

$$a = 35{,}33, \quad b = 0{,}05 \quad \text{und} \quad c = -0{,}0000333$$

bestimmt ist. Die erforderlichen Korrekturen sind aus der nebenstehenden Zahlentafel zu entnehmen und bestätigen das vorher Gesagte. Die mit einer Genauigkeit von mindestens 0,1 % berechneten Werte geben aber auch zugleich einen Begriff von von der Größe dieser Korrektur, die dem Meßergebnis bei einer Temperaturerhöhung t_k der kalten Lötstelle hinzufügen sind.

Zahlentafel 1.

Korrektur in °C eines auf 0° bezogenen Thermoelementes Kupfer-Konstantan, das durch die im Text angegebenen Beiwerte gekennzeichnet ist.

Temperatur t_h der warmen Lötstelle	Temperatur t_k der kalten Lötstelle						
	+1 °C	5°	10°	15°	20°	25°	30°
50°	$0{,}87_5$	4,39	8,80	13,22	17,66	22,12	26,82
100°	$0{,}79_6$	4,00	$8{,}02_6$	12,08	16,15	20,24	24,60
150°	$0{,}73_3$	3,69	7,41	11,16	14,94	18,75	22,77
200°	$0{,}68_7$	3,47	6,97	10,47	14,03	17,62	21,44
250°	$0{,}65_2$	3,28	6,60	9,96	13,35	16,77	20,40
300°	$0{,}62_6$	$3{,}15_7$	6,34	9,57	12,83	16,13	19,64

Die Tatsache, daß die Faktoren der Bestimmungsgleichung für k durch die Beiwerte a, b und c bestimmt sind, läßt erkennen, daß die Werte der Zahlentafel nur für ein ganz bestimmtes Thermoelement Gültigkeit besitzen, dessen Kurvenverlauf durch die vorher angeführten Zahlenwerte gegeben ist; damit spielen die Fragen, die sich an den Ersatz und die Austauschbarkeit von Thermoelementen knüpfen, auch hier eine gewisse Rolle, wenn zwar eine Änderung des k-Wertes um 1 % für $t_h = 300$ °C und $t_k = 30$ °C nur einen Fehler von 0,06 % bewirkt.

Quadratische Form der Gleichung

Wird die Abhängigkeit der erzeugten Thermokraft eines Elementes von der Temperatur schon durch eine quadratische Gleichung mit hinreichender Genauigkeit erfüllt, so vereinfacht sich die rechnerische Ermittlung der Korrektur erheblich. Geht man in diesem Falle also von der Gleichung aus

$$e = \varphi_{(t)} = a \cdot t + b \cdot t^2,$$

so erhält man unter sinngemäßer Anwendung der obigen Ansätze die Korrektur k in der Form

$$k = \frac{\sqrt{a^2 + 4ab(t_h + t_k) + 4b^2(t_h^2 + t_k^2)} - a}{2b} - t_h.$$

Auch hier eine Vergrößerung der Korrektur mit zunehmenden a und mit abnehmenden b. Die Lösung der Gleichung bietet keine Schwierigkeiten.

Lineare Form der Gleichung

Noch einfacher gestalten sich die Verhältnisse, wenn die erzeugte Thermokraft direkt proportional der Temperatur angesetzt werden kann; die Ausgangsgleichung reduziert sich dann auf die Form

$$e = \varphi_{(t)} = a \cdot t,$$

die nach den schon mehrfach benutzten Ansätzen nun zu der Bestimmungsgleichung führt

$$a \cdot k - a \cdot t_k = 0$$

Die Korrektur ist in diesem Falle daher direkt proportional der Temperaturänderung t_k an der kalten Lötstelle und ganz unabhängig von dem Faktor a.

Bei einem für eine andere Bezugstemperatur bestimmten Thermoelement läßt sich die erforderliche Berichtigung in ganz entsprechender Weise ermitteln, so daß sich weitere Ausführungen in dieser Hinsicht erübrigen.

Hiermit dürfte ein großer Teil der in der Praxis vorkommenden Fälle erfaßt sein. Sobald aber Unregelmäßigkeiten in dem Kurvenverlauf der Thermokraft auftreten, ist nur eine Zerlegung der Kurve in einzelne regelmäßige Bestandteile zulässig, die dann aber eine recht verwickelte Bestimmung der Korrekturen erfordert.

Zurückgreifend auf die anfangs erwähnte Beeinflussung der Angaben von Thermoelementen durch die normalen Schwankungen der Lufttemperatur werden also in der warmen Jahreszeit größere Korrekturen zu erwarten sein als in der kalten. Da man nun bei technischen Arbeiten in den meisten Fällen die Messungen mit Thermoelementen in abgeschlossenen Räumen vornimmt, die an sich schon nicht so sehr den Schwankungen der Außenluft unterworfen sind und vielfach durch die Wärmeabgabe der vorhandenen Maschinen noch eine gewisse zusätzliche Erwärmung besitzen, hat man schon dadurch, falls man nicht zu einem der folgend angegebenen Verfahren übergehen will, eine gewisse Verbesserung geschaffen, daß man als Bezugstemperatur des Thermoelementes eine

Temperatur von 20 °C wählt; ausgeschaltet hat man dadurch die Schwankungen natürlich nicht, sondern nur der Größe nach relativ verkleinert.

In technischen Betrieben wächst aber die Anforderung auf Einhaltung genauer Temperaturen ständig; so sei als Beispiel nur an die Härtungsvorschriften für die modernen Kobaltmagnetstähle erinnert, für die von den liefernden Firmen in der Gegend von 1000° nur ein Spielraum 10 °C, d i. 1 $^0/_0$, zugelassen wird. Auch die Warmbehandlung der neuzeitlichen Nickel—Eisen-Legierungen mit hoher Permeabilität bei geringen Feldstärken stellt die Meßtechnik vor recht schwierige Aufgaben.

Bei den Verfahren, die man in der Technik zur Vermeidung oder Verminderung des Einflusses der kalten Lötstelle benutzt, kommen der Hauptsache nach drei verschiedene Gesichtspunkte in Betracht, die im einzelnen hier kurz gestreift werden sollen. Weitere Unterlagen findet man zugleich mit einer kritischen Würdigung der einzelnen Verfahren in einem Buche von G. Keinath.[3]

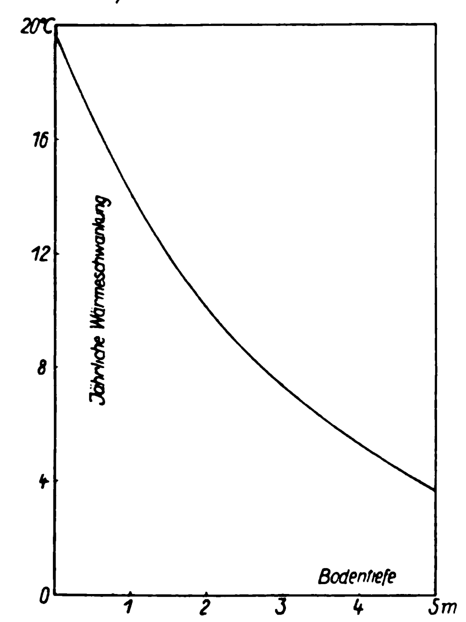


Abb. 2. Abnahme der jährlichen Wärmeschwankung mit zunehmender Bodentiefe zu Königsberg i. Pr. [nach E. Leyst[4]]

Es liegt nahe, auch für technische Einrichtungen den bei Messungen im Laboratorium benutzten Grundsatz in Anwendung zu bringen, daß die kalte Lötstelle während der Messung auf einer ganz bestimmten Temperatur gehalten wird. Ein Hilfsmittel hierfür bietet die aus klimatologischen Beobachtungen bekannte Tatsache, daß die jährlichen Wärmeschwankungen mit zunehmender Bodentiefe ganz erheblich abnehmen, wie aus der nebenstehenden Abb. 2 ersichtlich ist. Von dieser Erkenntnis macht man in der Praxis tatsächlich häufig Gebrauch und verlegt die kalte Lötstelle mehrere Meter unter die Erdoberfläche, so daß die täglichen Temperaturschwankungen auf die Angaben des Thermoelementes überhaupt nicht mehr zur Auswirkung kommen, die jährlichen aber auf ein ganz geringes Maß beschränkt werden. Dem gleichen Zweck dient ein anderes, allerdings etwas teureres Verfahren, bei dem die kalte Lötstelle in das Innere eines Thermostaten verlegt ist, der durch elektrische Heizung auf eine ganz bestimmte Temperatur (mit Schwankungen von ungefähr 1 $\div$ 2 °C) geregelt wird.[4]

Weiterhin läßt sich die erforderliche Berichtigung auch durch das anzeigende Instrument selbst erreichen. Man benutzt dann nicht, wie sonst üblich, eine feste Nullpunkteinstellung des Instrumentes, sondern verbindet das Federende des anzeigenden Systems mit einem temperaturabhängigen Bimetallstreifen, der eine selbsttätige Verstellung des Nullpunktes entsprechend der Übertemperatur der kalten Lötstelle bewirkt. Bekannt sind ferner anzeigende Instrumente, die eine mehrfache Skala tragen. Die Ablesung erfolgt dann auf derjenigen Skalenteilung, die der jeweils herrschenden Temperatur der kalten Lötstelle entspricht.

Und schließlich ist noch das Verfahren zu erwähnen, durch besondere Schaltungen den Einfluß der kalten Lötstelle auf die Anzeige des Instrumentes zu vermeiden. Allerdings muß hierbei darauf hingewiesen werden, daß die Verwendung temperaturabhängiger Vor- oder Nebenwiderstände nur dann mit Erfolg als brauchbares Hilfsmittel angewandt werden kann, wenn es sich bei den technischen Einrichtungen um die Kontrolle stets derselben Temperatur der heißen Lötstelle handelt, also beispielsweise um die Überwachung einer bestimmten Temperatur in einem Härteofen.

Zusammenfassung.

In den vorstehenden Ausführungen wird der Zusammenhang der erforderlichen Korrektur mit den Beiwerten der thermoelektrischen Bestimmungsgleichung erläutert, und zwar für die kubische, quadratische und lineare Form der Gleichung. Die Korrektur ist abhängig von dem Material des gewählten Thermoelementes, sie steigt mit der Temperaturerhöhung an der kalten Lötstelle, sie sinkt dagegen mit der Höhe der zu messenden Temperaturen. Die Darlegungen geben Anlaß, diejenigen Maßnahmen zu erwähnen, die in der

[3]) G. Keinath, Elektrische Temperatur-Meßgeräte. München 1923, R. Oldenburg.

[4]) E. Leyst, Untersuchungen über die Bodentemperatur in Königsberg in Pr. Physikal. Ökonom. Gesellsch. Königsberg, Band 33, S. 1, 1892.

Praxis zur Vermeidung des Einflusses von Temperaturschwankungen an der kalten Lötstelle üblich sind.

(Eingegangen am 8. Februar 1929)

Über die Schwankungen der Temperatur längs einem geglühten dünnen Wolframdraht

Von A. Denissoff, Leningrad

Inhalt: Die Abhängigkeit der Temperaturschwankungen längs eines dünnen Wolframglühdrahtes von Durchmesserveränderungen wird mittels der photographischphotometrischen Methode bestimmt.

1. Einleitung

Die Eigenschaften der Wolframfäden bei hohen Temperaturen sind uns hauptsächlich durch die Arbeiten von Langmuir, Worthing und Forsythe[1]) bekannt geworden. Kleine Änderungen der Temperatur des Glühfadens rufen in vielen Fällen sehr starke Veränderungen der physikalischen Eigenschaften hervor. Der Emissionsstrom, z. B., wächst gemäß der Richardsonschen Formel sehr schnell mit Temperatur. Der Wattverbrauch pro Lichteinheit vermindert sich bei Glühlampen etwa mit der 5,5-ten Potenz der absoluten Temperatur. Die Lebensdauer der Glühlampe ist infolge der sehr großen Wolframverdampfung, der 39-ten Potenz (!) umgekehrt proportional.[2])

Zur Bestimmung oder wenigstens Schätzung der mittleren Temperatur des Glühfadens wird bei der Glühfadenfabrikation, z B. die Temperaturenabhängigkeit des Wattverbrauches pro Hefnerkerze gemäß der Formel:

$$\frac{W}{HK} = \frac{\text{Const.}}{T^{5,5}}$$

benutzt; gelegentlich auch die Veränderung des Widerstandes des Glühfadens mit der Temperatur.[3]) An den Zuleitungen und Haken, auch längs des Glühfadens selbst bedingt durch kleine Verschiedenheiten des Durchmessers, kann aber die wirkliche Temperatur sehr stark von der mittleren Temperatur verschieden sein.

Zur Untersuchung der Temperatur an einzelnen Stellen des Glühfadens dient das optische Pyrometer, dabei sind die Methoden je nach dem gestellten Problem verschieden.[4]) Neuerdings ist für die Bestimmung der Temperatur an einzelnen örtlich eng begrenzten Bezirken ein Mikropyrometer konstruiert worden.[5]) Solche Messungen beanspruchen viel Zeit, Aufmerksamkeit, Anstrengung und Erfahrung. Auch wäre es wünschenswert, eine kontinuierliche Kurve der Temperaturverteilung zu besitzen.

Zur Lösung dieser Aufgabe hat H. v Helms[6]) im Jahre 1922 die photographische Methode angewandt. H. Hunkel[7]) hat auch mittels der photographischen Methode die Temperatur eines mit Wechselstrom gespeisten Wolframdrahtes bestimmt. Die Variation der Temperatur der Lichtquelle wurden in allen erwähnten Arbeiten aus der Veränderung der photographisch wirkenden Intensität der Lichtquelle bestimmt. Beim Übergang von den Schwärzungen der Platte zur Temperatur der Lichtquelle haben v. Helms und Hunkel das Schwarzschildsche Gesetz der photochemischen Wirkung und eine bestimmte Abhängigkeit der Intensität der photographisch wirkenden Strahlen von der Temperatur (Wiensches Gesetz und die Wannersche Funktion) vorausgesetzt. Die Genauigkeit der erhaltenen Resultate hängt daher davon ab, wie weit diese drei Gesetze in jedem gegebenen Falle anwendbar sind. Die Aufgabe der Temperaturbestimmung längs der Glühdrähte nach der photographischen Methode würde sich aber sehr vereinfachen, wenn es möglich wäre, die Abhängigkeit der Schwärzung von der Temperatur unmittelbar in gewissen Grenzen festzustellen, auch wäre das Endergebnis ganz unabhängig von der Genauigkeit, mit welcher die Anwendung der oben erwähnten Gesetze berechtigt ist.

Auf Anregung von Prof. M. Glagolev habe ich die photographische Methode in dieser abgeänderten Form angewandt.

2. Versuchsbeschreibung

In einer Wasserstoffatmosphäre gut durchgeglühter Wolframdraht wurde in eine sorgfältig hergestellte Glasröhre eingeführt; darauf wurde die Röhre gut evakuiert. Der glühende Faden wird auf eine photographische Platte vergrößert abgebildet. Mit einem registrierenden Mikrophotometer wird die Schwärzung längs der Abbildung des Fadens gemessen. Von der Schwärzung geht man auf Grund der experimentell gefundenen Temperaturabhängigkeit der zu der entsprechenden Temperatur selbst über.[8])

An Wolframfäden mit den Durchmessern 37 μ

[1]) J. Langmuir, Gen. Electr. Rev. **30** (1927), 310. — Worthing und Forsythe, Astroph. Journ. **61** (1925), 146.

[2]) S. z. B. R. Becker, Zeitschr. f. techn. Physik Nr. **7a** (1925), 309.

[3]) M. v. Piranyi, Verh d. D. Phys. G. **12** (1910), 301.

[4]) Waidner und Burgess, Bull. Bureau Stds. **2** (1907), 319. — B. Kosyreff und E. Perumowa, Zeitschr. f. Ang. Physik (Moskau) B. IV, Nr. 2, 1927.

[5]) A. Goetz, Zeitschr. f. Phys. **38** (1926), 119.

[6]) H. Helms, Telefunken-Zeitschr. **32/33** (1923), 69.

[7]) H. Hunkel, Phys. Zeitschr. **24** (1923), 252.

[8]) Nach Beendigung dieser Arbeit ist der Aufsatz von G. Holst, E. Lax, E. Oosterhuis u. M. Piranyi Zeitschr. f. techn. Physik. Nr. **5a**, 1928) erschienen, in welchem eine ähnliche Methode der photographischen Mikrophotometrie zum Vergleich der Helligkeit an verschiedenen Stellen der Spirale von Glühlampen angewandt wird.

und 30 μ wurde nach einer Stelle gesucht, an welcher der Durchmesser innerhalb von 1—2 mm Abweichungen bis zu 4 $^0/_0$ zeigte. Ein Stück solchen Drahtes, 42 mm lang, mit dem oben genannten Defekt in der Mitte, wurde in eine gut gereinigte Glasröhre eingeschmolzen. Vor dem Einschmelzen, sowie nach Beendigung der Untersuchung wurde der Durchmesser mit einem Meßmikroskop bis zu 0,2 μ genau gemessen. Die Messungen folgten einander in Abständen von 1 mm an der Defektstelle zu 0,5 mm und in einigen Fällen um 0,1 mm.

Tabelle 1
Werte des Drahtdurchmessers

Millimeter längs des Drahtes	Durchmesser des Drahtes in μ	Millimeter längs des Drahtes	Durchmesser des Drahtes in μ
2	36,9	9,5	35,4
3	37,2	10	35,9
4	37,3	11	36,6
5	37,2	12	37,1
6	37,3	13	37,3
7	37,3	14	37,0
8	36,8	15	37,1
8,5	36,2	16	37,0
9	35,6	17	37,3

Die Aufnahmen des Glühfadens wurden mikrophotographisch mit Zeissschem Planar 1:4,5 (Brennweite 7,5 mm) ausgeführt. Die Vergrößerung betrug 8,6. Benutzt wurden Ilford-Special-Rapid-Platten.

Der beleuchtete Spalt des Mollschen Mikrophotometers wurde auf das photographische Bild des Fadens geworfen und von da auf ein Thermoelement abgebildet. Aus den Ausschlägen des Galvanometers im Thermoelementenkreis konnte man bei Verschiebung der Platte in der Pfeilrichtung auf die Schwärzungen der verschiedenen Stellen der Fadenabbildung schließen. Die Abbildung 1 des beleuchteten Spaltes *ab* war 0,8 mm lang und 0,005 mm breit. Auf diese Weise wurden die Photogrammkurven (Abb. 2 u. 3) (2,7 mal verkleinert), erhalten. Der Abstand zwischen den Ordinaten der Kurven 2, 3, 4, 5, (Abb. 2) und der Null-Linie 6 entspricht der Ablenkung des Galvanometers an verschiedenen Stellen des Fadenbildes.

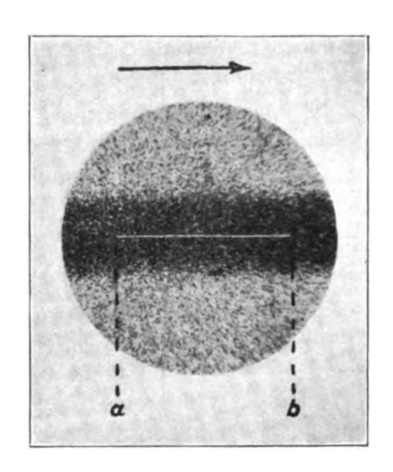


Abb. 1. Fadenbild 30 × vergrößert

Auf der photographischen Platte wurde eine Reihe aufeinanderfolgender Aufnahmen des leuchtenden Drahtes bei verschiedenen Temperaturen mit genau derselben Aufnahmezeit gemacht. Die Temperaturen bzw. Heizstromstärken wurden so gewählt, daß die Schwärzung der nächsten Aufnahme nur ein wenig intensiver wurde, als die größte der dünnsten Stelle des Drahtes d. h. der höchsten Temperatur entsprechende Schwärzung der vorhergehenden Aufnahme. Die Aufnahmezeiten wurden so gewählt, daß die Schwärzungen in den steilsten Teil der charakteristischen Schwärzungskurve zu liegen kamen.

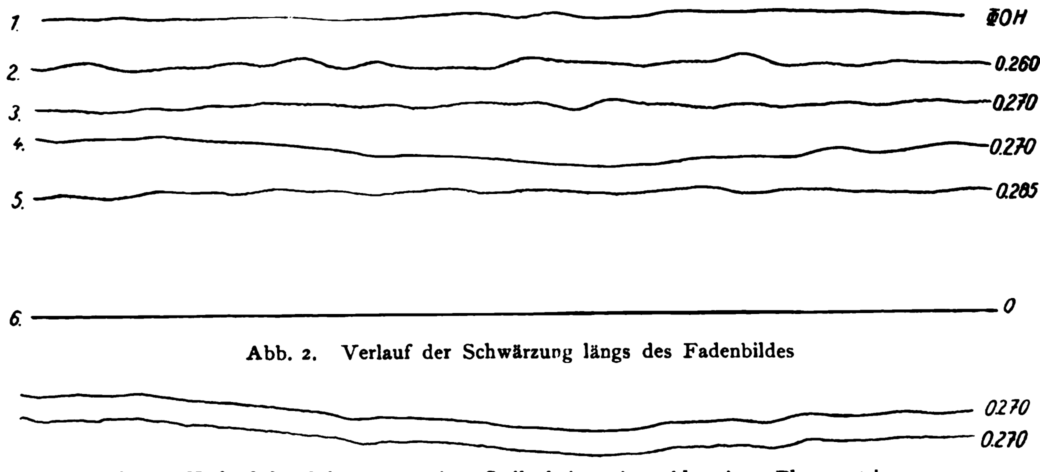


Abb. 2. Verlauf der Schwärzung längs des Fadenbildes

Abb. 3. Verlauf der Schwärzung einer Stelle bei zwei unabhängigen Photometrierungen

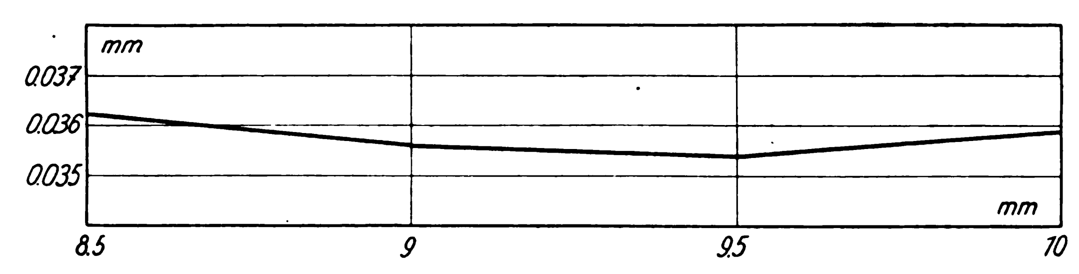


Abb. 4. Veränderung des Durchmessers an der verengten Stelle des Fadens

Die Kurven Abb. 2 zeigen den Verlauf der Schwärzung der photographischen Platte auf Teilen des Fadenbildes. Kurve 2 ist bei Stromstärke $i = 0{,}260$ Amp., Kurve 3 bei $i = 0{,}270$ und Kurve 5 bei $i = 0{,}285$ gewonnen. Alle diese Kurven verlaufen mit kleinen Abweichungen parallel der Nullinie 6. Die Kurve 4 zeigt die Photometrierung der verengten Stelle des Fadens (1—2 mm) bei $i = 0{,}270$ Amp. Sie geht außerhalb der defekten Stelle in Kurve 3 über. Der Vergleich von 3 und 4 zeigt, daß die Schwärzung an der defekten Stelle viel größer ist.

Zur Kontrolle der richtigen Aufstellung wurden zwei unabhängige Photometrierungen vorgenommen, wobei jedesmal die Aufstellung aufs neue ausgeführt wurde. Eine seitliche parallele Verschiebung des Spaltes *a b* (Abb. 1) hat, wie aus der Abb. 3 zu ersehen ist, keinen Einfluß auf den Verlauf der Kurve. Beide Kurven sind bis auf eine durch Änderung der Nullinie des Galvanometers bewirkte parallele Verschiebung identisch.

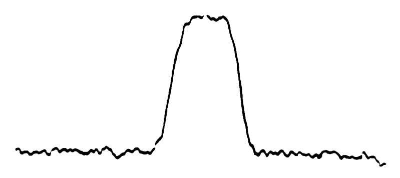


Abb. 5. Photometrierung quer über die Abbildung des Glühfadens

Abb. 5 ergab sich bei Photometrierung mit derselben Spaltbreite (Abb. 1) quer über die Abbildung des Glühfadens. Der Spalt schnitt einen kleinen Teil (Breite 5 μ) der Abbildung aus.

Vor der Photometrierung wurde das Zusammenfallen des Spaltes mit der Mitte der geschwärzten Abbildung des Fadens visuell kontrolliert. Da der Glühfaden in dem Glaszylinder mittels Spiralfeder befestigt war und vor der Photometrierung stundenlang bei hoher Temperatur brannte, so war die Abbildung des Fadens auf der photographischen Platte eine hinreichend gerade Linie, so daß der Spalt *a b* sich während der Längsverschiebung sehr nahe der Mitte der Abbildung befand.

Jede Kurve der Abb. 2 entspricht einem Teile des Fadens von 1,4 mm Länge. 10 mm im Photogramm entsprechen 0,16 mm des Glühfadens.

Die Kurve 4 fällt langsam (die Schwärzung wächst) und steigt dann wieder. Nach Durchlaufen der Abbildung der verengten Stelle des Fadens geht die Kurve in die Kurve 3 über. In Abb. 4 ist die Kurve der Veränderung des Durchmessers an der verengten Stelle des Fadens gezeichnet. Da eine genaue Messung des Fadendurchmessers sehr umständlich ist, wurde sie nur an vier Stellen ausgeführt. Der Vergleich dieser Kurve mit der Kurve 4 der Abb. 2 zeigt volle Übereinstimmung. Die Schwärzung ist größer, wenn der Durchmesser kleiner ist.

3. Auswertung der Schwärzungen

Der Übergang von den Schwärzungen zu den Temperaturen kann man wie folgt verwirklichen. Die Funktion $J' = J/d^{3/2}$ (J-Heizstrom und d-Durchmesser des Fadens) hängt, wie Langmuir gezeigt hat, nur von der Temperatur des Glühfadens ab. Für Wolframdraht ist diese Funktion sehr gut bekannt.[9]) Nach Messungen von B. Kosyreff und E. Perumowa[10]), fällt die berechnete Temperatur sehr nahe mit der pyrometrisch bestimmten zusammen. Es ist wohl möglich, für den zu untersuchenden Draht, für welchen der Durchmesser und Heizstromstärke genügend genau bestimmt sind, die Temperatur nach der Tabelle von Langmuir zu berechnen. Für die hier gestellte Aufgabe ist es nur notwendig, die absolute Temperatur zu schätzen und daher ist diese Methode ausreichend.

Tabelle 2

Berechnung der Temperatur für Wolframdraht Nr. 3, $d = 0{,}00370$ cm, bei verschiedenen Stromstärken

$J = 0{,}260$	$J' = 1156$	T °K = 2137	t °C = 1864
= 0,270	= 1200	= 2183	= 1910
= 0,275	= 1222	= 2205	= 1932
= 0,280	= 1244	= 2227	= 1954
= 0,285	= 1267	= 2250	= 1977

Sobald die Temperaturen des Drahtes, die entsprechenden Schwärzungen auf der photographischen Platte und die Ablenkung des Galvanometers im

---

[9]) J. Langmuir, G. E. R. 30, (1927) Nr. 6.
[10]) B. Kosyreff und E. Perumowa, loc. cit.

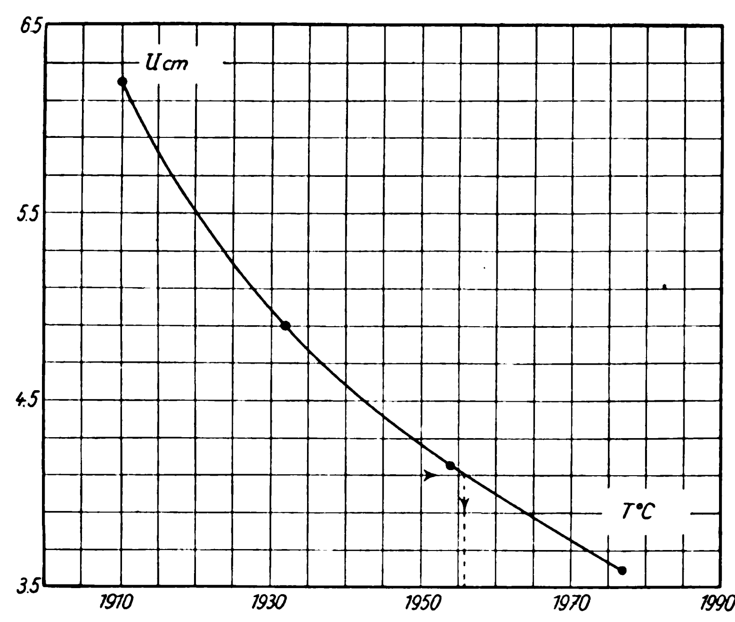


Abb. 6. Abhängigkeit der Galvanometerablenkung von der Temperatur des Drahtes Nr. 3

registrierenden Mikrophotometer hervorrufen, bekannt sind, kann man die Kurve der Temperaturabhängigkeit des Drahtes von der Galvanometer-Ablenkung konstruieren.

Tabelle 3

Drähte mit 37,0 μ, 37,2 μ, 30,1 μ

Bezeichnung der Lampe Nr.	Durchmesser des Drahtes in μ	Δd_{max} %	t °C	Δt_{max}	$\Delta t/\Delta d$
1	30,1	8,6	1724	115	44
2	37,2	3,5	1922	34	26
3	37,0	4,3	1910	46	29

Auf Grund der Messungen kann man diejenigen Temperaturänderungen berechnen, welche infolge der Verdünnung des Durchmessers um 1 μ hervorgerufen werden. In zwei Lampen mit nahezu gleichem Drahtdurchmesser ist die Temperaturdifferenz auf 1 μ — $\Delta T/\Delta d$ bei den 1910° und 1922° bzw. gleich 26°/μ und 29°/μ. Was die dritte Lampe mit kleinem Durchmesser betrifft, so ist das Verhältnis $\Delta T/\Delta d$, wie zu erwarten war, größer. In diesem Falle ruft die Veränderung des Durchmessers um 1 μ eine größere relative Temperaturveränderung hervor, als bei den zwei ersten Lampen.

Abb. 2 zeigt, daß die Schwärzungskurven 2, 3 und 5 nicht parallel der Nullinie verlaufen, wie es bei gleichmäßigem, überall gleichem Drahtquerschnitt zu erwarten ist. Die Kurven zeigen stets kleine Abweichungen von einer Geraden. Die Schwankungen der Schwärzung können nicht durch Defekte der photographischen Platte oder durch Schleier erklärt werden (s. Kurve 1, Abb. 2). Diese Schwankungen sind größer, als die vom Schleier bedingte. Man kann sie entweder durch unmeßbar kleine Schwankungen des Durchmessers längs des Drahtes oder durch eine Verschiedenheit der Struktur des Wolframdrahtes erklären. Wenn man diese kleinen Abweichungen Temperaturschwankungen zuschreibt, so sind längs dem Draht Temperaturschwankungen von etwa 5° festzustellen.

4. Zusammenfassung

Die photographisch-photometrischen Bestimmungen ergeben folgende Abhängigkeit der Temperaturschwankung ΔT von der Durchmesserveränderung Δd: für Drähte mit Durchmesser 37,2 und 37,0 μ ist das Verhältnis $\Delta T/\Delta d$ gleich 26 Grad/μ, bzw. 29 Grad/μ, für Draht mit Durchmesser 30,1 μ ist $\Delta T/\Delta d$ gleich 44 Grad/μ. Kleine Schwankungen der Schwärzung des Bildes des gleichmäßig dicken Drahtes sind durch kleine Temperaturschwankungen (innerhalb 5°) zu erklären oder sie sind als Helligkeitsunterschiede anzusehen, welche durch kleine Strukturschwankungen bedingt sind.

Herrn Prof. M. Glagolev möchte ich auch an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit und die dauernde Unterstützung bei ihrer Durchführung meinen herzlichen Dank aussprechen.

Physikalisches Institut der Universität Leningrad

(Eingegangen am 14. Februar 1929)

Die Vergrößerung des Wärmegefälles durch die Verluste bei Verdichtern

Von Rudolf Landsberg

Inhalt: Die Summe der adiabatischen Einzelgefälle ist größer als das adiabatische Gesamtgefälle vom Anfangszustand aus. — Einfluß des Exponenten $\varkappa$ der Adiabate. — Beziehungen zwischen Stufenzahl und Wirkungsgrad.

Bekanntlich kann der Kreiselverdichter rechnerisch in mancher Beziehung als Umkehrung der Dampfturbine gelten. Das trifft auch für die Gefällevermehrung durch Verlustwärme zu, die für die Turbine eingehend[1]), für den Verdichter jedoch bisher nur in einer kurzen Andeutung[2])

[1]) Zinzen, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 185; ders., Der Einfluß der Dampftemperatur auf den Wirkungsgrad von Dampfturbinen. Berlin 1928. — Wewerka, Arch. f. Wärmew. **7** (1926), 189.

[2]) Colombi, Zeitschr. f. d. ges. Kälteind. **36** (1929).

behandelt worden ist. Letzterem soll diese Untersuchung gelten.

Wir betrachten irgendeine mittlere Stufe eines Kreiselverdichters. Würden die vorangehenden Stufen verlustlos (adiabatisch) arbeiten, so würde ihr das Gas mit einer bestimmten, nach der Gleichung der Adiabate zu berechnenden Temperatur zuströmen. In Wirklichkeit arbeiten die Vorstufen mit Verlusten, die sich in Wärme umsetzen und bei gleichem Druck eine höhere Temperatur vor der betrachteten Stufe zur Folge haben. Die Verdichtungsarbeit wächst unter sonst gleichen Bedingungen verhältnisgleich mit der absoluten Anfangstemperatur, die Verluste in den Vorstufen äußern sich daher noch ein zweites Mal: Nicht nur die Verdichtungsarbeit der Vorstufen ist um die Verluste vergrößert, sondern noch dazu muß in der folgenden Stufe um so viel mehr Verdichtungsarbeit aufgewendet werden, wie der zusätzlichen Erwärmung entspricht. Das würde sogar dann gelten, wenn die betrachtete Stufe selbst verlustlos arbeiten könnte. Ihr Wärme-Gefälle ist infolge der vorangehenden Verluste vergrößert; dieser Vorgang ist die „Gefällevergrößerung durch Verlustwärme". Während in der Dampfturbine diese Vergrößerung bedeutet, daß verhältnismäßig mehr Leistung gewonnen, der Verlust also verkleinert wird, ist im Verdichter der Vorgang umgekehrt: Der Verlust vergrößert die aufzuwendende Leistung noch einmal nachwirkend, der Verlust wird also nachträglich größer.

Es sei angenommen, daß ein Verdichter mit dem Anfangszustand p_1, T_1 und dem Enddruck p_z (Druckverhältnis $\Delta = p_z / p_1$) arbeite. Er bestehe aus z Stufen mit gleichem Druckverhältnis, das demnach $\Delta^{\frac{1}{z}}$ ist.

Mit der Abkürzung der bekannten Druckfunktion

$$\left(\frac{p_z}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} = \Pi$$

schreibt sich die verlustlose Verdichtungsarbeit je kg für irgendeine Stufe unter der Voraussetzung eines idealen Gases

$$L_{0n} = R T_n \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \left(\Pi^{\frac{1}{z}} - 1\right). \qquad (1)$$

Die Anfangstemperatur T_n ist bei adiabatischer Verdichtung bestimmt durch

$$\frac{T_n}{T_{n-1}} = \Pi^{\frac{1}{z}}.$$

Der Wirkungsgrad η aller Stufen sei gleich, dann wird nach einfacher Umformung

$$T_n - T_{n-1} = T_{n-1} \left(\Pi^{\frac{1}{z}} - 1\right) \frac{1}{\eta}. \qquad (2)$$

Die Arbeit der ersten Stufe (adiabatisch) ist

$$L_{01} = R T_1 \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \left(\Pi^{\frac{1}{z}} - 1\right)$$

diejenige der zweiten Stufe

$$L_{02} = R T_3 \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \left(\Pi^{\frac{1}{z}} - 1\right)$$

oder, wenn die erste Stufe mit dem Wirkungsgrad η gearbeitet hat

$$L_{02} = R T_1 \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \left(\Pi^{\frac{1}{z}} - 1\right) \left(1 + \frac{\Pi^{\frac{1}{z}} - 1}{\eta}\right)$$

allgemein

$$L_{0n} = R T_1 \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \left(\Pi^{\frac{1}{z}} - 1\right) \left(1 + \frac{\Pi^{\frac{1}{z}} - 1}{\eta}\right)^{n-1}. \qquad (3)$$

Die Summation der durch das letzte Glied gegebenen Reihe führt nach einigen elementaren Umformungen auf

$$\sum_{n=1}^{n=z} L_{0n} = R T_1 \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \eta \left[\left(1 + \frac{\Pi^{\frac{1}{z}} - 1}{\eta}\right)^{z} - 1\right] \qquad (4)$$

Dieser Ausdruck gibt bereits die Summe der adiabatischen Einzelgefälle, der das adiabatische Gesamtgefälle

$$L_{0\,ad} = R T_1 \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} (\Pi - 1) \qquad (5)$$

gegenübersteht. Das Verhältnis der beiden ist die Vergrößerungszahl μ, die hier freilich nicht wie bei der Dampfturbine als Rückgewinn, sondern höchstens als Mehrverlust-Ziffer bezeichnet werden könnte. Es ist

$$\mu = \frac{\Sigma L_{0n}}{L_{0\,ad}} = \eta \frac{\left(1 + \frac{\Pi^{\frac{1}{z}} - 1}{\eta}\right)^{z} - 1}{\Pi - 1} \qquad (6)$$

Gl. (6) ist, wenn auch nur mit Logarithmen genügend genau, ohne besondere Schwierigkeiten auszurechnen. Wichtig ist noch die Bestimmung des Grenzwertes von μ für $z = \infty$. Zunächst ist der Grenzwert des Ausdruckes $\left(1 + \frac{\Pi^{\frac{1}{z}} - 1}{\eta}\right)^{z}$ für $z = \infty$ zu bestimmen, der 1^{∞} enthält.[3]) Durch Logarithmieren und einfache Umstellung von $1/z$ im Nenner statt z im Zähler ergibt sich

$$\ln\left(1 + \frac{\Pi^{\frac{1}{z}} - 1}{\eta}\right)^{z} = \frac{\ln\left(1 + \frac{\Pi^{\frac{1}{z}} - 1}{\eta}\right)}{\frac{1}{z}}$$

[3]) Nach Zinzen, s. [1]).

Für $z = \infty$ gibt dieser Ausdruck $0/0$, daher wird nach $1/z$ differentiiert: Der Nenner gibt 1, daher genügt es, mit dem Zähler zu arbeiten; dieser wird

$$\frac{\frac{1}{\eta}\Pi^{\frac{1}{z}}\ln\Pi}{1+\frac{\Pi^{\frac{1}{z}}-1}{\eta}}.$$

Der Grenzwert hiervon für $z = \infty$ ist $\frac{1}{\eta}\ln\Pi$, das ist der Logarithmus für den Grenzwert des Klammerausdruckes aus Gl. (6), so daß

$$\lim_{z=\infty}\left(1+\frac{\Pi^{\frac{1}{z}}-1}{\eta}\right)^z = \Pi^{\frac{1}{\eta}},$$

damit findet sich der Grenzwert von μ für $z = \infty$ aus Gl. (6) zu

$$\mu_{z=\infty} = \eta\frac{\Pi^{\frac{1}{\eta}}-1}{\Pi-1}. \tag{7}$$

Zu dem gleichen Ergebnis führt ein weniger anschaulicher, aber mathematisch einfacherer Ansatz, der ähnlich dem von Martin und Stodola[4]) angegebenen die Gleichung der Verdichtungspolytrope entwickelt:

Die Verlustwärme einer unendlich kleinen Stufe ist

$$dq = \left(\frac{1}{\eta}-1\right)A\,v\,dp$$

entsprechend ist

$$di = \frac{1}{\eta}A\,v\,dp$$

anderseits

$$di = \frac{\varkappa A}{\varkappa-1}d(pv)$$

demnach

$$\frac{1}{\eta}v\,dp = \frac{\varkappa}{\varkappa-1}d(pv).$$

Die Lösung dieser Gleichung ist die der Verdichtungspolytrope

$$p\,v^{\frac{\varkappa}{\varkappa\left(1-\frac{1}{\eta}\right)+\frac{1}{\eta}}} = \text{const}. \tag{8}$$

Diese Gleichung unterscheidet sich von der Martinschen Gleichung der Expansionspolytrope nur dadurch, daß stets statt η jetzt $1/\eta$ auftritt, wie es auch dem Verhältnis zwischen Arbeitsleistung der Turbinenstufe ηL_0 und Arbeitsaufwand für die Verdichterstufe $\frac{1}{\eta}L_0$ entspricht.

4) Dampf- und Gasturbinen, 5. Aufl. Berlin 1922, S. 248.

Schreibt man die Gleichung der Einzeladiabate in der Form

$$L_{0n} = P_n v_n \frac{\varkappa}{\varkappa-1}\left(\Pi^{\frac{1}{z}}-1\right) \tag{9}$$

so kann mit Hilfe von Gl. (8) P_n und v_n durch P_1 und v_1 ausgedrückt werden.[3]) Die Reihenentwicklung führt schließlich auf

$$\mu = \frac{\Pi^{\frac{1}{z}}-1}{\Pi^{\frac{1}{z\eta}}-1}\cdot\frac{\Pi^{\frac{1}{\eta}}-1}{\Pi-1}.$$

Der Grenzwert dieses Ausdruckes für $z = \infty$ ist $0/0$ und führt durch Differentiation von Zähler und Nenner gleichfalls auf Gl. (7) wie oben.

Mit Gl. (6) und (7) ist die vollständige Lösung der gestellten Aufgabe gegeben, die einzelnen Größen bedürfen aber noch einiger Erläuterung. Selbstverständlich wächst die Vermehrungszahl mit dem Druckverhältnis und mit abnehmendem Wirkungsgrad, da beide Einflüsse zur weiteren Abweichung von der Adiabate führen. Zu betrachten ist noch der Einfluß von $\varkappa$ und z.

In Gl. (1) ist

$$\Pi = (p_z/p_1)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}$$

eingesetzt worden, der Exponent $\varkappa$ der Adiabate hat daher — besonders in der Differenz $(\varkappa - 1)$ — erheblichen Einfluß auf Π und somit auf μ. Angenähert wächst $(\mu - 1)$ verhältnisgleich mit $(\varkappa - 1)$. Das ist wichtig, da in den letzten Jahren Kreiselverdichter nicht nur für Luft und verwandte (zweiatomige) Gase ausgeführt worden sind, sondern auch für Kaltdämpfe. Neben Ammoniak, das mit $\varkappa = 1{,}3$[5]) der Luft noch verhältnismäßig nahe steht, sind auch schwere Chlor-Kohlenwasserstoffe für Kältekreiselverdichter verwendet worden, z. B. Dichloräthylen[6]) und Chloräthyl[7]). Diese Stoffe haben infolge ihrer großen Atomzahl einen kleineren Wert von $\varkappa$ bis herab zu 1,1[8]) und arbeiten daher mit wesentlich geringerer Erwärmung. Dadurch wird entsprechend auch die Vermehrungszahl μ beeinflußt, so daß der Wirkungsgrad derartiger Verdichter etwas günstiger als der sonst gleichartiger Luftverdichter ausfallen kann.

Abb. 1 bis 3 sowie die Zahlentafel zeigen diese Zusammenhänge. Die Schaulinien gelten für das Druckverhältnis $\varDelta = 3{,}0$, das für Luft gerade noch ohne Kühlung ausgeführt werden

5) Landsberg, Z. d. V. d. I. **68** (1924), 812.
6) Carrier, Refrigerating Engineering **12** (1926), 253 ff.
7) Voigt, (Baumann), Z. d. V. d. I., **71** (1927), 1151.
8) Landolt-Börnstein, Phys.-chem Tab., 5. Aufl. Berlin 1923, II, S. 1280 gibt an:
Chloräthyl C_2H_5Cl $\varkappa = 1{,}13$ bis $1{,}19$
Äthylenchlorid $C_2H_4Cl_2$ $\varkappa = 1{,}08$ bis $1{,}14$
Methylenchlorid CH_2Cl_2 $\varkappa = 1{,}12$.

Zahlentafel

Die Gefällevergrößerung μ für $z = \infty$ und $\eta = 0{,}8$

Druckverhältnis $\Delta = p_2/p_1$	1	2	3	4	5	6	7	8
μ für $\varkappa = 1{,}4$.	1,000	1,027	1,042	1,054	1,064	1,073	1,082	1,090
μ für $\varkappa = 1{,}2$.	1,000	1,015	1,023	1,030	1,036	1,041	1,045	1,049
μ für $\varkappa = 1{,}1$.	1,000	1,008	1,012	1,015	1,018	1,021	1,023	1,025

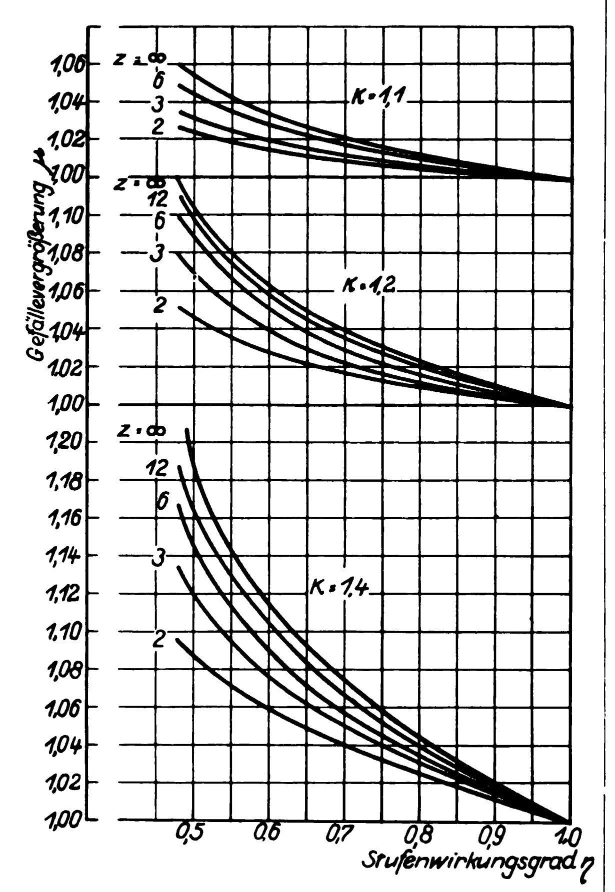


Abb. 1 bis 3. Gefällevergrößerung μ für $\Delta = p_2/p_1 = 3$
$\varkappa = 1{,}1$ $1{,}2$ $1{,}4$

kann. Bei den schwereren Dämpfen werden größere Druckverhältnisse bis zu rd. 5 noch ohne Kühlung überwunden; die geringere Erwärmung kommt auch darin zum Ausdruck, daß die Werte von μ, die bei Luft für $\Delta = 3{,}0$ gelten, bei $\varkappa = 1{,}2$ erst mit $\Delta =$ rd. 6, bei $\varkappa = 1{,}1$ sogar erst mit $\Delta =$ rd. 25 erreicht werden.

Rechnungsmäßig nimmt ferner μ mit der Stufenzahl zu. Da der Gesamtwirkungsgrad η_g durch die einfache Beziehung

$$\eta_g = \frac{\eta}{\mu}$$

verknüpft ist, könnte hieraus gefolgert werden, daß der Wirkungsgrad η_g mit steigender Stufenzahl schlechter wird. Diese Folgerung ist mit aller Schärfe abzulehnen. Zunächst führt die Zunahme der Stufenzahl immer auf kleinere Geschwindigkeiten, daher größere Querschnitte, bei denen die Verringerung der Randstörungen den Wirkungsgrad verbessert. Aber auch abgesehen hiervon muß der Wirkungsgrad gleich bleiben, solange die Verluste sich über den ganzen Vorgang gleichmäßig verteilen. Wenn z. B. die Temperatur nach den ersten 20 v. H. Verdichtung um 10^0 zuviel gestiegen ist, so ist dann eben die größere Arbeitszufuhr erforderlich, gleichgültig, ob dieser Punkt mitten in dem einzigen Laufrade oder am Eintritt irgendeines Rades erreicht wird. Den bündigen Beweis hierfür liefert die Übertragung der beiden Vergleichsvorgänge Punkt für Punkt ins T-s- oder i-s-Bild. Solange die Verluste gleich sind, sind die Verdichtungslinien gleich, und demzufolge auch die Wirkungsgrade. Über den Einfluß der Stufenzahl auf den Wirkungsgrad kann man bei der Betrachtung der Gefällevergrößerung gar nichts aussagen. Die Gefällevergrößerung ist nicht die Ursache, sondern die Folge der Verluste, und wenn diese Verluste bei vergrößerter Stufenzahl durch geringe Geschwindigkeit, breitere Kanäle usw. kleiner werden, so ist es widersinnig, einen ungünstigen Einfluß durch größere Gefällevermehrung zu vermuten. (Ebenso falsch ist es übrigens, bei der Dampfturbine ohne weiteres einen günstigen Einfluß des Rückgewinnes bei größerer Stufenzahl anzunehmen.) Vielmehr darf die Ziffer μ nur als eine rechnerische — aber notwendige — Beziehung zwischen Stufen- und Gesamtwirkungsgrad aufgefaßt werden, z. B. in folgenden Fällen: Wenn eine Messung an einem mehrstufigen Verdichter vorliegt, so ist der Stufenwirkungsgrad einzeln entsprechend μ besser als der gemessene Gesamtwirkungsgrad. Ist dagegen z. B. ein dreistufiges Gebläse sechsstufig für doppelte Druckhöhe auszuführen, so wird zwangläufig der Wirkungsgrad im Verhältnis der μ-Werte schlechter.

Zusammenfassung

Die Verluste in einer Stufe eines Kreiselverdichters vergrößern nachwirkend die Gefälle der folgenden Stufe. Die Summe der adiabatischen Einzelgefälle ist daher größer als das ursprüngliche adiabatische Gefälle vom Anfangszustand aus. Das Verhältnis jener Summe zum ursprünglichen Gefälle ist die „Gefällevergrößerung durch Verlustwärme." Dieser Wert ist von Druckverhältnis und Wirkungsgrad, ferner besonders vom Exponenten $\varkappa$ der Adiabate abhängig. Mehratomige Gase mit niedrigem $\varkappa$, z. B. Kaltdämpfe, haben daher gewisse Vorzüge. Der Einfluß der Stufen-

zahl auf den Wirkungsgrad läßt sich hierbei ermitteln, nur der Zusammenhang zwischen Stufen- und Gesamtwirkungsgrad wird festgestellt.

(Eingegangen am 6. April 1929)

Über ein Verfahren zur Beurteilung statistischer Häufigkeitskurven und seine Anwendung auf einige technische Beispiele

(Ein Beitrag zu den Methoden der Großzahlforschung)

Von H. C. Plaut

Inhalt: Verfahren, statistische Häufigkeitskurven, die aus einem zahlenmäßig beschränkten Stichprobenmaterial entworfen sind, auf ihre Allgemeingültigkeit und Genauigkeit zu beurteilen. Erläuterung an zwei der Technik entstammenden Beispielen.

Eins der meist gebrauchten Hilfsmittel für die Darstellung und Beurteilung größerer Zahlenreihen sind die sogenannten Häufigkeits- oder Verteilungskurven. Bei diesen wird bekanntlich als Ordinate die Anzahl von Exemplaren eingetragen, bei denen die Meßergebnisse in bestimmte, auf der Abszisse angegebene Intervalle fallen (z. B. Ordinate Anzahl von Rekruten, deren Körperlänge (Abszisse) zwischen 175 und 176, zwischen 176 und 177, zwischen 177 und 178 cm liegt oder dergleichen). Die Einteilung der Abszisse in Intervalle kann dabei durch die Art der gemessenen Größe vorgeschrieben oder auch willkürlich gewählt sein.

So zweckmäßig diese Darstellungen sind, die die anschauliche Beurteilung eines großen, sonst kaum beherrschbaren Zahlenmaterials ermöglichen, so stellt sich ihrer Anwendung doch eine Schwierigkeit entgegen, welche ihre Brauchbarkeit oft wesentlich beeinträchtigt: das Auftreten von Zufallszacken. Was hierunter zu verstehen ist, möge an einem Beispiel kurz erläutert werden. Es soll die Haltbarkeit eines Fabrikates, z. B die Lebensdauer von Glühlampen auf Grund von Prüfmessungen beurteilt werden. Aus einer Gesamtmenge, die viele Tausende von Exemplaren umfaßt, ist eine beschränkte Zahl von Proben herausgenommen und geprüft worden; die Ergebnisse sind in Form einer Häufigkeitskurve aufgetragen (z. B. bei der Lebensdauer von Glühlampen die Zahl der geprüften Lampen, die in Zeitintervallen von 200 zu 200 Stunden erloschen sind). Die Betrachtung einer solchen Häufigkeitskurve zeigt meist neben einem Hauptmaximum eine Anzahl Nebenmaxima oder Zacken. Es ist nun die Frage, ob diese Zacken sich auch zeigen würden, wenn eine sehr viel größere Zahl von Proben geprüft und die Intervalleinteilung gegebenenfalls anders gewählt worden wäre, d. h., ob sie auch bei der zugrunde liegenden sehr großen Menge, um deren Eigenschaften es sich eigentlich handelt, vorliegen, oder ob sie nur durch die Proben, die zufällig herausgegriffen wurden, und die Einteilung, die zufällig gewählt ist, entstanden sind. Bezüglich der Intervalleinteilung kann man, um hier Klarheit zu schaffen, den Weg gehen, die Darstellung nochmals mit einer anderen Einteilung der Abszisse aufzutragen und zu sehen, ob sich dann Maxima ungefähr an derselben Stelle wiederholen. Bezüglich der Zufälligkeiten der herausgegriffenen Proben pflegt man sich meist rein auf das Gefühl zu verlassen und die Bedeutung der Zacken in der Weise abzuschätzen, daß man einzelne kleinere Zacken als zufällig, größere deutlich hervortretende Erhöhungen oder Einschnitte als reale, d. h. in der interessierenden Gesamtmenge wirklich vorhandene Extrema (Maxima oder Minima) ansieht. Natürlich bietet eine solche gefühlsmäßige Abschätzung nur geringe Sicherheit. Es ist deshalb von Interesse, daß sich auf Grund einfacher statistischer Sätze sichere Aussagen darüber machen lassen, Zufallszacken von welcher Größe in derartigen Darstellungen zu erwarten sind. Der Satz, der Aufschluß gibt, läßt sich in einfachster, nicht ganz strenger Form folgendermaßen aussprechen: Liegen in einem Klassenintervall einer Häufigkeitskurve z Proben, so sind Zufallszacken von einer mittleren Größe von $\pm\sqrt{z}$ zu erwarten. Zufallszacken, die größer sind als $\pm 2\cdot\sqrt{z}$ sind sehr unwahrscheinlich, so daß man annehmen kann, daß der Verlauf der wirklichen Kurve in diesem Intervall innerhalb der Grenzen $z \pm 2\cdot\sqrt{z}$ festgelegt ist.

Streng formuliert lautet der Satz folgendermaßen: Sei von einer sehr großen zu prüfenden Menge (von z. B. $N = 100000$ Stück) eine mäßige Zahl von Proben, z. B. $n = 100$ Stück, geprüft worden, mögen von der gesamten Stückzahl $N\cdot P$ Stück in ein gewisses betrachtetes Intervall fallen, $(1 - P)\cdot N = Q\cdot N$ außerhalb eines gewissen Intervalles liegen, dann ist bei Prüfung von n (z. B. $= 100$) Proben zu erwarten, daß man $n\cdot P \pm\sqrt{n\cdot P\cdot Q}$ Proben in diesem Intervall findet. Hierbei bedeutet $\sqrt{n\cdot P\cdot Q}$ die Gausssche mittlere Abweichung vom wahren Wert $n\cdot P$ oder den sogenannten mittleren Fehler, den man bei dieser Bestimmung zu erwarten hat. Es können auch Abweichungen, die größer oder kleiner als dieser mittlere Fehler sind, vorkommen, doch läßt sich weiterhin zeigen, daß diese zu erwartenden Abweichungen vom wahren Wert in ganz bestimmter Häufigkeit (nämlich der nach der Gaussschen Verteilung gegebenen) zu erwarten sind, und daß beispielsweise Abweichungen von der Größe des doppelten mittleren Fehlers $(2\cdot\sqrt{n\cdot P\cdot Q})$ nur in etwa $2{,}3\,\%$ der Fälle vorkommen. Wenn man also damit rechnet, daß Zufallsabweichungen von

Abb. 1. Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Gewichte handgeblasener Glaskolben mit einer Gaussschen Normalkurve desselben Mittelwerts, Streuungsmaßes und Flächeninhalts
Mittelwert $M = 35{,}27$ g Streuung $s = 2{,}77$ g Probenzahl $n = 17130$ Stück
Breite der Klassenintervalle $B = 1$ g
Azsizze: Gewicht in g. Ordinate: Zahl den Kolben

mehr als $2 \cdot \sqrt{n \cdot P \cdot Q}$ nicht vorkommen, so wird diese Annahme in 97,7 % der Fälle der Wahrheit entsprechen. Umfaßt das betrachtete Intervall nur einen kleinen Teil der gesamten Stückzahl, so daß Q. annähernd $= 1$ ist, so geht diese Formel in die Form $n \cdot P \pm \sqrt{n \cdot P}$ über. Der Beweis der angegebenen Sätze ist kein anderer als der des altbekannten Bernoullischen Theorems, den man in jedem umfangreicheren Lehrbuch der Statistik findet (z. B. E. Czuber „Statistische Forschungsmethode", S. 176/77). Merkwürdigerweise wird dieses Theorem meist nur an Beispielen bewiesen und angewandt, bei denen es sich um Probleme wie schwarze und weiße Kugeln in einer Urne, Gewinne oder Nieten in einer Lotterie handelt, bei denen also in der Problemstellung keine kontinuierliche Mannigfaltigkeit, sondern von Anfang an eine Alternative vorliegt. Indessen ist das Theorem ebensogut anwendbar, wenn diese Alternative zunächst nicht direkt im Problem gegeben, sondern, wie es hier geschehen ist, durch die Abgrenzung eines bestimmten Intervalles auf der Abszisse einer Häufigkeitskurve erst in den Gegenstand hineingebracht wird.[1]) Ob $P \cdot N$ die Zahl schwarzer Kugeln oder die Zahl zwischen zwei bestimmten Grenzen liegender Messungen bezeichnet, ist für die Logik des Beweises gleichgültig.

Die Anwendung dieses Satzes sei an zwei Beispielen dargestellt. In Abb. 1 ist eine Verteilungskurve angegeben, die die Häufigkeit der Gewichte handgeblasener Glaskolben wiedergibt.[2]) Das mittlere Gewicht beträgt 35,27 g. Die Werte streuen mit einer mittleren Abweichung von 2,77 g. Neben der gefundenen Kurve ist eine Gausssche Normalkurve in die Darstellung eingezeichnet, welche gleichen Mittelwert, Flächeninhalt und gleiches Streuungsmaß wie die gefundene Verteilungskurve der Glaskolben

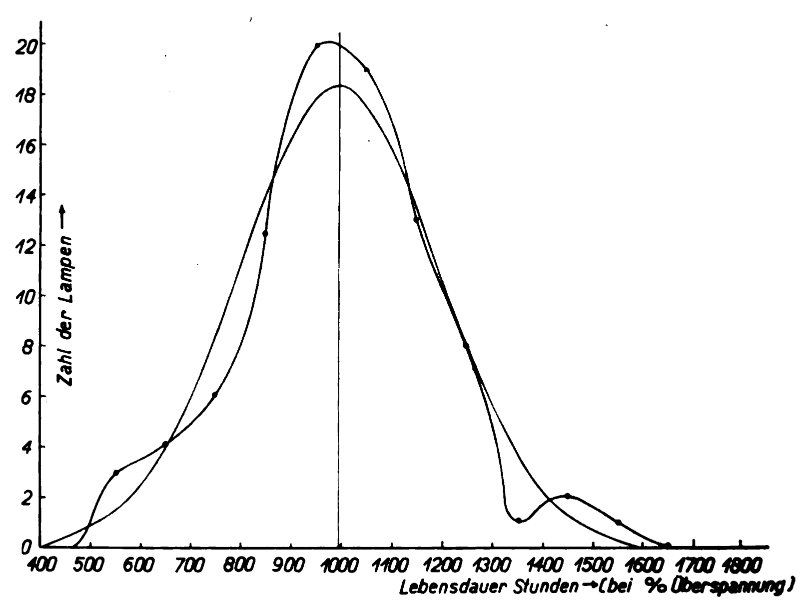


Abb. 2. Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Lebensdauer von Glühlampen mit einer Gaussschen Normalkurve desselben Mittelwerts, Streuungsmaßes und Flächeninhalts
Mittelwert $M = 994{,}4$ Stunden Streuung $s = 196{,}7$ Stunden
Probezahl $n = 90$ Stück Breite der Klassenintervalle $B = 100$ Stunden
Abszisse: Lebensdauer in Stunden (mit Überlastung ausgeführter Versuch)
Ordinate: Zahl der Lampen

[1]) Vorausgesetzt wird hierbei natürlich, daß die Klasseneinteilung (Lage der Klassengrenzen) ohne Kenntnis über Einzelheiten der Verteilung willkürlich gewählt wird. Sonst würden die Gesetze des reinen Zufalls, auf denen das Bernoullische Theorem gründet, nicht mehr gelten.

[2]) Die Unterlagen über Glaskolben entstammen Versuchen des Herrn Prof. G. Gehlhoff, dessen Liebenswürdigkeit ich die Überlassung dieses Materials verdanke.

besitzt. Man sieht, daß gefundene und Gausssche Kurve im allgemeinen recht gut übereinstimmen. Eine deutliche Abweichung ist indessen rechts an der Spitze der Kurven vorhanden, wo die Kurve der Glaskolben gegen die Gausssche Kurve etwas verschoben erscheint. Wir fragen: Ist diese Verschiebung reell, d. h. lag sie bei der gesamten Fabrikation der Kolben wirklich vor, oder handelt es sich um ein Zufallsspiel unserer Probenentnahme? Die Abweichung der Punkte der gefundenen Kurve von der Stelle, wo sie bei der Gaussschen Kurve liegen müßten, entspricht etwa 300 Kolben. Die Zahl der Lampen in einer Klassenbreite beträgt hier ungefähr 2000. Die einzelnen Punkte der empirischen Kurve sind daher hier mit einem mittleren Fehler von etwa $\sqrt{2000}$, d. h. etwa 45 Stück, festgelegt. Die Abweichungen betragen fast das 7-fache des mittleren Fehlers und sind sicher als reell anzusprechen. Auch an den Fußpunkten weicht die Gausssche Kurve stellenweise etwas von der gefundenen ab. Z. B. gibt die empirische Kurve an, daß 45 Kolben mit einem Gewicht von 27,5—28,5 g vorhanden waren. Nach der Gaussschen Kurve müssten es etwa 90 Kolben sein. Der mittlere Fehler der Festlegung würde, wenn es sich bei den Kolben in Wirklichkeit um eine Gausssche Kurve handelte $\sqrt{90}$ = etwa 9 Stück betragen. Es könnten also Abweichungen von 9, 18 oder sogar 27 Stück gegebenenfalls noch zu erwarten sein. Dagegen ist eine Zufallsabweichung vom Betrage des 5-fachen mittleren Fehlers gänzlich ausgeschlossen. Die Abweichung der empirischen Kurve von der Gestalt der Gaussschen Kurve an dieser Stelle ist daher ebenfalls reell.

In Abb. 2 geben wir eine Verteilungskurve, welche die Lebensdauer von Glühlampen darstellt, und eine entsprechende Gausssche Kurve gleichen Mittelwertes, Flächeninhalts und Streuungsmaßes. Wir sehen, daß die empirische Kurve etwas steiler und höher ist. Die Abweichung entspricht jedoch nur 2 Lampen, während in einem Klassenintervall an dieser Stelle etwa 20 Glühlampen vorhanden sind. Der mittlere Fehler der Festlegung beträgt daher $\sqrt{20}$, d. h. etwa 4,5. Bedeutend größere Zufallsabweichungen als die gefundene Abweichung sind daher noch zu erwarten. Es handelt sich bei dieser Abweichung, ebenso wie bei denen an den Fußpunkten der Kurve aller Wahrscheinlichkeit nach um Zufallszacken.

Wie aus der strengen Formulierung unseres Satzes hervorgeht, scheint es zunächst nötig, für die Anwendung unseres Kriteriums die Größe $n \cdot P$, d. h. die Ordinate der normalen Kurve, mit der man vergleicht, zu kennen, weil sonst auch der mittlere Fehler $\sqrt{n \cdot P}$ nicht bekannt ist. Wenn diese Forderung aufrecht erhalten werden müßte, so wäre die Anwendbarkeit unserer Methode dadurch sehr eingeschränkt, denn man will ja nicht nur wissen, ob eine Kurve mit einer Gaussschen Kurve oder einer anderen bekannten normalen Kurvenform übereinstimmt, sondern man will allgemein ein Kriterium dafür haben, ob eine Zacke an einer gefundenen Häufigkeitskurve im anfangs geschilderten Sinne als reell anzusehen ist oder nicht, ohne daß man für die wirkliche Kurve irgendeine bestimmte Form vermutet, mit der man vergleicht. Eine Möglichkeit, diese Schwierigkeit zu überwinden ergibt sich, für nicht zu kleine in das betrachtete Intervall fallende Probenzahlen Pn. Für solche ist nämlich $\sqrt{nP}$ gegen nP verhältnismäßig klein und man kann für den mittleren Fehler ohne merkliche Ungenauigkeit $\sqrt{z}$ setzen, weil z sich von Pn nur um einen Betrag von der Größenordnung von $\sqrt{Pn}$ unterscheidet. Von dieser Vernachlässigung ist bei der ersten als nicht ganz streng bezeichneten Formulierung unseres Satzes Gebrauch gemacht. Für Probezahlen z von 15 Stück aufwärts dürfte sie durchaus unbedenklich sein.

Zusammenfassung

Bei auf Stichproben beruhenden Häufigkeitskurven hat man an jeder Stelle der Kurve einen mittleren Fehler von der Größe der Wurzel aus der daselbst eingetragenen Stichprobenzahl zu erwarten, z. B. einen mittleren Fehler von ± 5 Stück an einer Stelle der Kurve, wo 25 Stichproben in ein Klassenintervall fallen.

Auf Grund dieser Regel wird eine Kurve, welche die Gewichtsverteilung handgeblasener Glaskolben, und eine Kurve, welche die Lebensdauer von Glühlampen angibt, untersucht.

(Eingegangen am 5. März 1929)

Über einen Registrierapparat zur Bestimmung magnetischer Umwandlungspunkte an kleinen Proben[1])

Von E. Lehrer, Ludwigshafen a. Rh.

(Mitteilung aus dem Physikalisch-Technischen Laboratorium der Betriebskontrolle Oppau der I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft)

I. Problemstellung

Zum Bau des nachstehend beschriebenen Apparates führte folgendes: Die Genauigkeit der

[1]) Auszugsweise vorgetragen auf der Gautagung der Gesellschaft für Techn. Physik und der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 27. Oktober 1928 in Ludwigshafen a. Rh.

magnetischen Untersuchungsmethode für ferromagnetische Metalle und Verbindungen mit Hilfe ihrer magnetischen Umwandlungspunkte sollte gegenüber der mit dem Magnetometer erreichbaren gesteigert, und die Methode selbst zu einer Mikroanalysenmethode ausgebaut werden.[2])

Die magnetometrisch erreichbare Genauigkeit wird dadurch begrenzt, daß in den verhältnismäßig schwachen Feldern der Magnetometerspulen die einzelnen Komponenten des zu analysierenden Gemisches nur bis zu einem von ihrer magnetischen Härte und geometrischen Form abhängigen Bruchteil ihres Sättigungswertes magnetisiert werden. Daher ist die Abnahme der Magnetisierung beim Überschreiten des Umwandlungspunktes einer der Komponenten außer von ihrer Menge noch von ihrer Form und Härte abhängig. Da letztere schwanken, beeinflussen sie etwas das Resultat. Eine Steigerung der Genauigkeit kann nur durch Magnetisieren bis zur Sättigung erreicht werden.

II. Meßmethode

Eine Methode, die die oben gestellten Forderungen erfüllt, beruht auf der Messung der im inhomogenen Feld auf den Probekörper wirkenden Kraft. Es ist die von Curie zur Messung der Suszeptibilität dia-, para- und ferromagnetischer Körper verwendete Methode.[3])

Auf einen Körper vom Volumen V und der Magnetisierung J wirkt im Magnetfeld mit der Inhomogenität $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$ in Richtung der letzteren die Kraft:

$$P = J \cdot V \cdot \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}. \qquad (1)$$

Ist $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$ in dem Teil des Feldes, in dem sich der Probekörper befindet, konstant, und ist $\mathfrak{H}$ so groß, daß der Probekörper gesättigt wird, also J unabhängig von $\mathfrak{H}$ ist, so ist die Kraft P ein Maß für das Sättigungsmoment $J \cdot V$. Jede Änderung des letzteren, etwa durch Temperaturänderung oder chemische Reaktionen, muß P entsprechend ändern.

Die ponderomotorische Kraft erreicht bei sehr kleinen Probemengen Beträge, die selbst unter den ungünstigen experimentellen Verhältnissen eines innerhalb der Fabrik liegenden Laboratoriums (mechanische und magnetische Störungen) bequem meßbar sind. Auf eine Eisenmenge von 2 mg wirkt z. B. in einem Feld mit der Inhomogenität 1860 Gauss/cm, wie es meist verwendet wurde, eine Kraft von 0,83 g. Die Methode eignet sich daher gut für Mikroanalysen.

[2]) Vgl. Zeitsch. f. techn. Phys. **9** (1928), 136.

[3]) P. Curie, Journ. de phys. (3) **4** (1895), 197, 263.

III. Apparatebeschreibung

Zur Messung der ponderomotorischen Kraft wird eine Pendelwaage mit Registriervorrichtung verwendet. Ihr Aufbau ist aus der schematischen

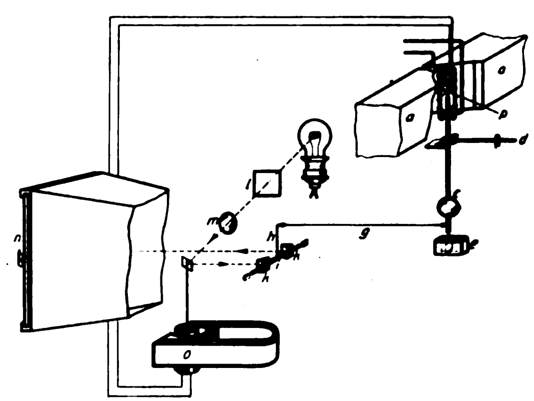


Abb. 1. Schema des Registrierapparates

Abb. 1 zu ersehen. Abb. 2 zeigt die eigentliche Waage, Abb. 3 die Registriervorrichtung. *a a* sind die zur Erzielung konstanter Inhomogenität entsprechend Abb. 4 geformten Polschuhe eines

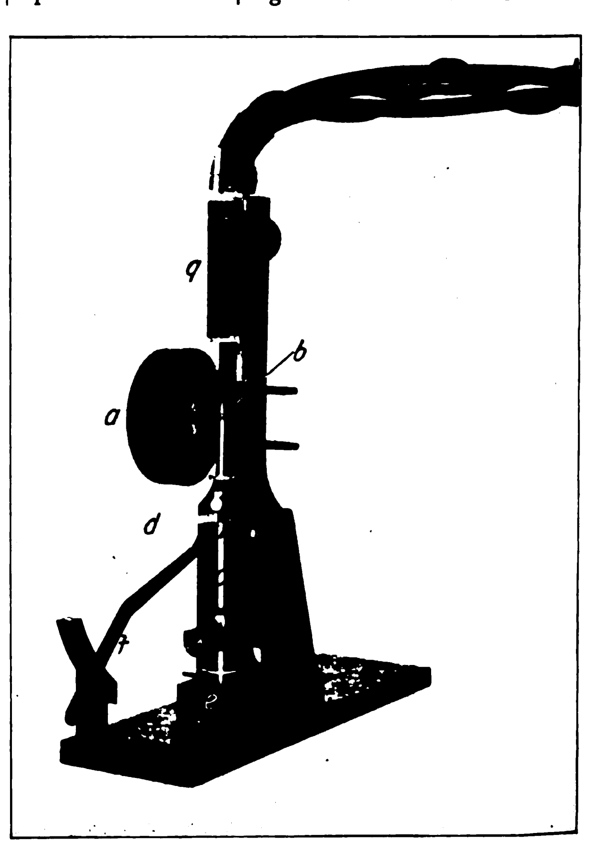


Abb. 2. Magnetische Waage mit Ofen

Elektromagneten. Zwischen ihnen befindet sich die in ein Quarzkölbchen eingeschmolzene Probe *b*.

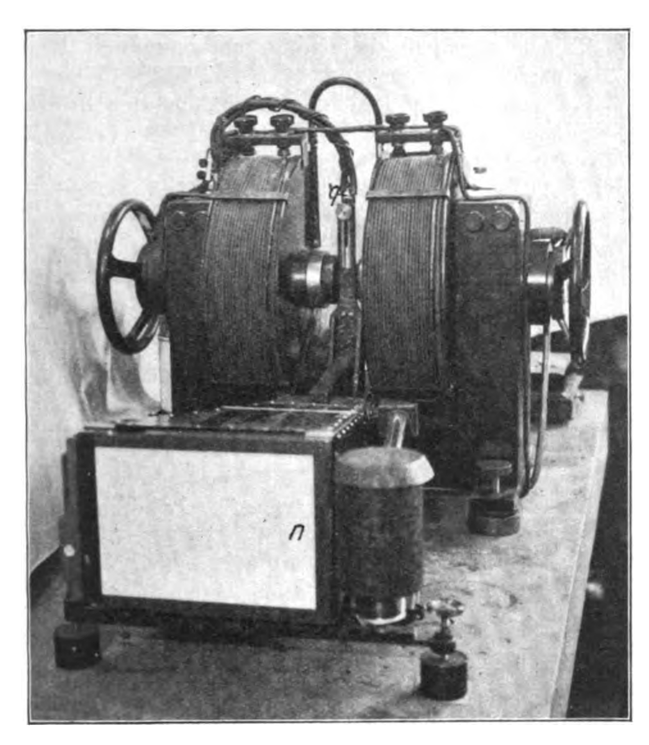


Abb. 3. Gesamtansicht des Registrierapparates

Sie wird durch ein am oberen Ende des Pendels *c* befestigtes Porzellanröhrchen gehalten. Das Pendel aus Aluminium ist mit dem Waagebalken *d* zur Messung der jeweiligen Empfindlichkeit sowie mit der Öldämpfung *e* zur Verminderung mechanischer Störungen versehen und mit der Arretiervorrichtung *f* feststellbar (fehlt in Abb. 1)

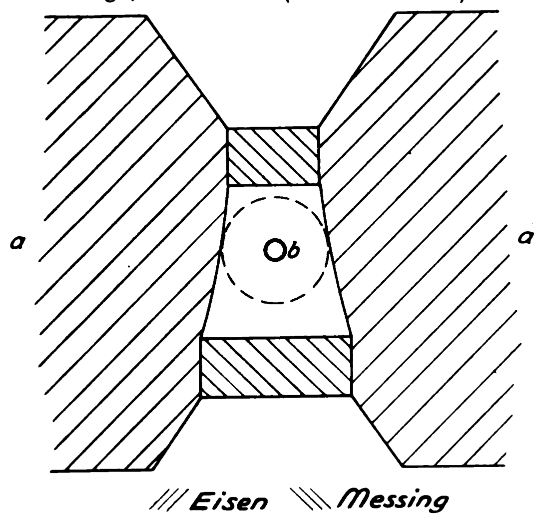


Abb. 4. Polschuhe des Elektromagneten von oben

Das untere Ende des Pendels verbindet ein dünner Quarzfaden *g* mit der Registriervorrichtung, deren Wirkungsweise aus Abb. 1 hervorgeht. Der Quarzfaden *g* dreht am Hebel *h* (etwa $^1/_4$ der Pendellänge) die Achse *i*, die die beiden unter 45^0 angekitteten Spiegel *kk* trägt. Dadurch bewegt sich das Bild der Blende *l*, das die Linse *m* auf der Platte *n* (13 × 18 cm) entwirft, in vertikaler Richtung. Die Übersetzung ist so gewählt, daß eine Bewegung der Probe um etwa 1,5 mm den Lichtpunkt vom einen zum anderen Ende der Platte wandern läßt.

Horizontale Bewegung des Lichtpunkts tritt ein, wenn sich die Spule des Drehspulmeßwerks *o* dreht. Da sie an das Thermoelement *p* angeschlossen ist, wird dessen Temperatur registriert.

Der elektrische Ofen *q* zur Erhitzung der Probe besitzt eine lichte Weite von 7 mm. Ein dünnes Silberblech (in der Abbildung nicht gezeichnet) sorgt für Temperaturausgleich im Innern. Zur Vermeidung der Erwärmung der Polschuhe ist *q* mit Wasserkühlung versehen. Die Temperatur des Ofens wird mit zwei Platin—Platin-Rhodiumthermoelementen gemessen. Eines davon ist an die Registriervorrichtung, das andere an ein als Kontrollinstrument dienendes Millivoltmeter angeschlossen. Ein automatischer Flüssigkeitswiderstand regelt die Heizstromstärke derart, daß die Erhitzungs- bzw. Kühlgeschwindigkeit nahezu konstant ist, beliebig einstellbar zwischen 20^0 C/Min. und 150^0 C/Min. bei einer Höchsttemperatur von 800^0 C.

Für Registrierung mit Temperaturen unter 0^0 C wird an Stelle des Ofens eine Kühlvorrichtung über die Probe geschoben. Durch ihren doppelwandigen Kupfermantel strömt Druckluft, die mit flüssiger Luft gekühlt ist. Es gelingt so, Temperaturen von etwa -150^0 C zu erreichen. In diesem Fall dienen Kupfer—Konstantanthermoelemente zur Temperaturmessung.

IV. Registrierungen

Zu Beginn einer Registrierung wird das Achsenkreuz auf der Platte festgelegt, und zwar die Abszisse durch Anlegen von 0, 1, 2, . . . mV an das Drehspulmeßwerk, die Ordinate durch Auflegen eines Reitergewichts auf den Waagebalken und jeweiliges kurzes Belichten. Dabei ist das Magnetfeld erregt, um einen kleinen Einfluß des Streufelds auf das Drehspulmeßwerk auszuschalten. Nach Einsetzen der Probe und Wiedereinschalten des Feldes, sowie der Beleuchtung, wird der Ofen langsam angeheizt und abgekühlt.

Die so registrierten Kurven geben die Sättigungsmagnetisierung als Funktion der Temperatur. Es ist zu beachten, daß der Ausschlag des Drehspulmeßwerks proportional der Thermokraft das Thermoelementes und nicht der Temperatur ist. Soll die Temperaturskala linear werden, so ist ein Um-

zeichnen der Kurven erforderlich.[4]) In weitaus den meisten Fällen kann jedoch darauf verzichtet werden.

V. Prüfung des Registrierapparates

Bei der Prüfung des Registrierapparates war festzustellen, wie die erhaltenen Kurven durch Änderung der Versuchsbedingungen beeinflußt werden. In Betracht kam der Einfluß der Menge, der Form und Lage der Probe und der Feldstärke.

1. Probemenge

Nach Gleichung (1) müßte die auf die Probe wirkende Kraft proportional dem Sättigungsmoment und damit der Probemenge sein. Infolge der Rückwirkung der Probe auf das Feld des Elektromagneten können jedoch Abweichungen eintreten, deren Größenordnung festzustellen ist. Dies ist nach folgender Überlegung möglich: Es sei σ die magnetische Flächendichte des Oberflächenelements df eines Polschuhes. Durch Einführen der Probe vom magnetischen Moment M in das Magnetfeld wachse sie um $\Delta\sigma$. Die Kraft zwischen Flächenelement und Probe ist nun proportional M und $\sigma + \Delta\sigma$, also nicht mehr linear von M abhängig, da $\Delta\sigma$ Funktion von M ist. Eine einfache Abschätzung[5]) zeigt, daß unter den gewählten Versuchsbedingungen bei vollem Ausschlag der Waage $\left(P = 1\ \text{g bei}\ \mathfrak{H} \sim 8400\ \text{Gauss}\ \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} = 1860\ \frac{\text{Gauss}}{\text{cm}}\right)$ $\Delta\sigma$ überall kleiner als 0,5 abs. Einheiten ist, also gegen $\sigma \sim 670$ abs. Einheiten vernachlässigt werden kann.

Experimentell wurde versucht, die Rückwirkung des Probenmagnetismus auf das Magnetfeld an Kurven, die unter gleichen Bedingungen mit verschiedenen Probemengen erhalten wurden, nachzuweisen. Ist ihr Einfluß kleiner als die Meßgenauigkeit, so müssen bei allen Temperaturen die Ausschläge proportional den Probemengen sein. Abb. 5 zeigt Kurven, die mit etwa 0,5; 1; 1,5 und 2 mg Eisenpulver erhalten wurden. Tabelle 1 enthält die aus ihr entnommenen Ausschläge in mm für 20⁰, 200⁰ ... 800⁰ C, sowie die aus Abb. 4 und dem Verhältnis der Probemengen berechneten Sollwerte.[6])

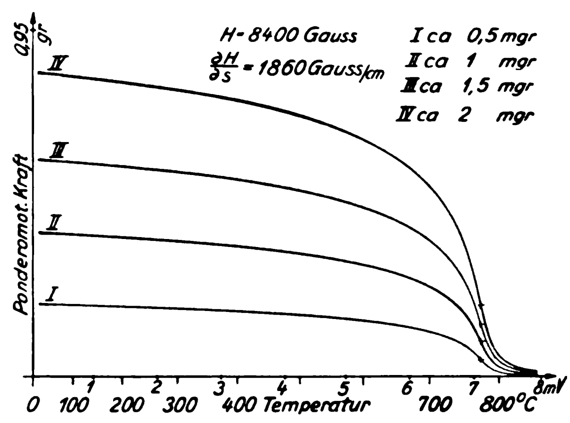


Abb. 5. Temperatur-Magnetisierungskurven verschiedener Eisenmengen

Bei allen Temperaturen stimmen die beobachteten Ausschläge mit den berechneten innerhalb der Meßfehler (etwa 0,3 mm) überein. Eine Rückwirkung der Proben auf das Feld ist also nicht nachweisbar.

2. Form und Lage der Probe

Der Einfluß von Form und Lage der Probe ist durch das entmagnetisierende Feld[7]) bedingt. Ist der Entmagnetisierungsfaktor der Probe sehr groß, so wird trotz des starken Feldes keine Sättigung erreicht.

Abb. 6 zeigt zwei Kurven, die mit demselben Eisenstäbchen von 2 mm Länge und 0,4 mm Durchmesser erhalten wurden. Bei Kurve I fiel seine Achsenrichtung mit der Feldrichtung zusammen. Der Entmagnetisierungsfaktor ist dann $N = 0{,}68$, das entmagnetisierende Feld für $J = 1720$ Gauss $\mathfrak{H}_e = 1170$ Gauss, die wahre Feldstärke also $\mathfrak{H}_i = \sim 8400 - 1170$ Gauss ~

[4]) Vgl. Abb. 11.

[5]) Der Einfachheit halber wurden die Polschuhe dazu als eben und parallel mit einem Abstand von 15 mm, und ihre Permeabilität als sehr groß angenommen.

[6]) Das Verhältnis der Probemengen wurde dem der Ausschläge bei 20⁰ C gleichgesetzt, da die Fehler beim Abgleichen und Abschmelzen so kleiner Eisenmengen größer sind als die bei der magnetischen Messung.

[7]) E. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen, Braunschweig 1919, S. 8.

Tabelle 1

Ausschläge in mm erhalten mit etwa 0,5; 1; 1,5; 2 mg Eisenpulver

Kurve	Probemenge	20⁰	200⁰		400⁰		600⁰		700⁰		800⁰	
		beob.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
I	etwa 0,5 mg	22,3	21,6	21,6	20,2	20,3	17,3	17,4	14,0	13,9	1,4	1,5
II	etwa 1 mg .	44,2	42,9	42,9	40,4	40,3	34,4	34,5	27,7	27,7	3,1	3,1
III	etwa 1,5 mg	66,6	64,7	64,6	60,6	60,6	52,1	52,0	41,9	41,7	4,9	4,6
IV	etwa 2 mg .	93,4	90,6	—	85,1	—	73,0	—	58,4	—	6,5	—



7230 Gauss. Diese reicht zur magnetischen Sättigung aus. Bei Kurve II war die Stäbchenachse senkrecht zum Feld orientiert. Der Entmagnetisierungsfaktor N ist für diesen Fall nahezu 2π. Rechnet man mit $N = 6$, so ist die maximal erreichbare Magnetisierung (entmagnetisierendes Feld gleich Elektromagnetfeld) $J = 8400:6 = 1400$ Gauss, also nur 81 % der Sättigungsmagnetisierung. Kurve II gibt daher zu kleine Werte der Magnetisierung.

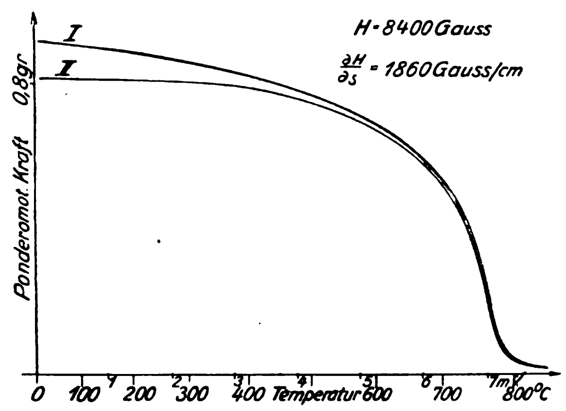


Abb. 6. Temperatur-Magnetisierungskurven eines Eisenstäbchens. I: Stäbchenachse in Feldrichtung, II: Stäbchenachse ⊥ Feldrichtung

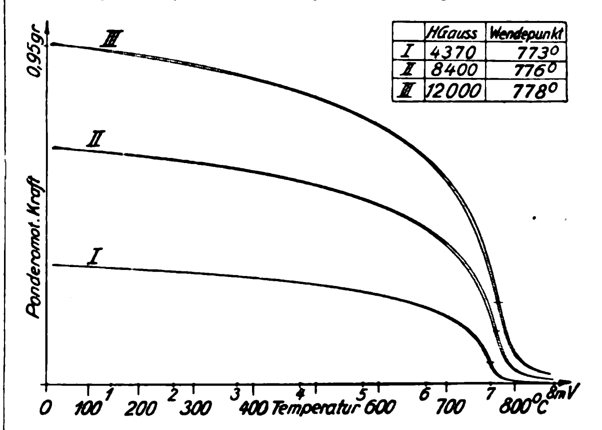
Durch geeignete Wahl der Probenform kann dieser Fehler weitgehend vermieden werden. Insbesondere ist er bei der Untersuchung von Pulvern aus nicht zu hartem Material kaum merklich, da sich die einzelnen Körner im Feld so ordnen, daß der Entmagnetisierungsfaktor möglichst klein wird. Ist der Sättigungswert des Materials wesentlich kleiner als der von Eisen, so ist das entmagnetisierende Feld ebenfalls entsprechend kleiner. Das Magnetfeld genügt dann selbst bei ungünstiger Probenform zur Erzielung von Sättigung.

3. Feldstärke

Den Einfluß der Feldstärke auf die Magnetisierungs-Temperaturkurven zeigt Abb. 7. Sie wurde mit demselben Eisenstäbchen von 2 mm Länge und 1,5 mg Gewicht (Längsachse in Feldrichtung) bei Feldstärken von etwa 4370, 8400 und 12000 Gaùss registriert.

Die erhaltenen Kurven entsprechen den Messungen von Curie.[8]) Der Übergang von ferro- in paramagnetisches Eisen ist bei der verwendeten hohen Feldstärke vollständig kontinuierlich. Auch nach Überschreiten des Curiepunktes bleibt eine beträchtliche Magnetisierung, deren Größe jedoch proportional $\mathfrak{H}$ ist. Daher ist die ponderomotorische Kraft auf die Probe in diesem Gebiet proportional $\mathfrak{H} \cdot \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$ und damit näherungsweise proportional $\mathfrak{H}^2$, während sie bei tieferen Temperaturen proportinal $\partial \mathfrak{H}/\partial s$ (näherungsweise proportional $\mathfrak{H}$) ist.

Zur Charakterisierung einer Substanz für die Analyse mit Hilfe ihrer magnetischen Umwandlungskurve eignet sich als einziger definierter Punkt der Wendepunkt[9]) der Temperatur-Magnetisierungs-



	HGauss	Wendepunkt
I	4370	773°
II	8400	776°
III	12000	778°

Abb. 7. Temperatur-Magnetisierungskurven von Eisen bei verschiedenen Feldstärken

kurve. Nach Abb. 7 verschiebt er sich bei Änderungen der Feldstärke nur um Beträge in der Größenordnung der Temperaturmeßgenauigkeit (etwa ± 3 °C).[10])

VI. Verwendungsmöglichkeiten

Nach dem oben angeführten eignet sich die Pendelwaage zur Messung der Sättigungsmagnetisierung, zur qualitativen und quantitativen Untersuchung ferromagnetischer Stoffe und zur Verfolgung chemischer Reaktionen.

1. Messung der Sättigungsmagnetisierung

Zur absoluten Berechnung der Sättigungsmagnetisierung nach Gleichung (1) muß die Inhomogenität des Magnetfelds, das Volumen der Probe und die Kraft auf diese bekannt sein. Letztere läßt sich mit dem beschriebenen Apparat messen. Das Volumen der Probe ergibt sich aus ihrem Gewicht und spezifischen Gewicht. Die schwierige Messung der Inhomogenität läßt sich vermeiden, wenn man den Apparat mit einer Probe mit genau bekanntem Sättigungsmoment eicht.

In manchen Fällen läßt sich auch das Herstellen von Proben mit bekanntem Gewicht umgehen. Zersetzt sich nämlich das zu untersuchende Material (chemische Verbindung) in ein anderes mit be-

[8]) P. Curie, Journ. de Phys. (3) 4 (1895), 263.

[9]) Vgl. K. Honda, Sci. Rep. 5 (1916) 285.

[10]) Für Kurve I und III ist die Temperatur des Wendepunktes wegen des magnetischen Streufelds korrigiert (vgl. IV).

kannter Sättigungsmagnetisierung, so kann mit derselben Probe sein Sättigungswert relativ zu dem des Zersetzungsprodukts gemessen werden.[11]) Selbstverständlich muß der Verlauf der chemischen Reaktion bekannt sein.

2. Qualitative Untersuchungen

Für qualitative, metallographische Untersuchungen werden die registrierten Kurven in derselben Weise ausgewertet wie es Tammann[12]) und Honda[13]) für Messungen mit dem Magnetometer beschrieben haben. In vielen Fällen wird die magnetische Analyse vorteilhaft ergänzt durch röntgenographische Untersuchungen.

3. Quantitative Analyse

Ist durch die qualitative Untersuchung festgestellt worden, daß bis zur magnetischen Umwandlungstemperatur einer der Komponenten eines Gemisches keine Veränderungen eintreten (chemische Reaktionen, Mischkristallbildung), so kann das Mischungsverhältnis auf magnetischem Wege quantitativ bestimmt werden. Es genügt dazu eine einzige Registrierung der Magnetisierungs-Temperaturkurve des Gemisches. Für ein Gemisch aus zwei Komponenten A und B ergibt sich das Mischungsverhältnis aus der Formel:

$$x = 100 \cdot \frac{a_2 \varepsilon - a_1}{(a_2 - b_2)\varepsilon - (a_1 - b_1)} \,\% \qquad (2)$$

Darin bedeuten:

x = Gewichtsprozente von B in $A + B$,
a_1 = Sättigungsmoment von 1 g A bei $t_1{}^0$ C,
a_2 = Sättigungsmoment von 1 g A bei $t_2{}^0$ C,
b_1 = Sättigungsmoment von 1 g B bei $t_1{}^0$ C,
b_2 = Sättigungsmoment von 1 g B bei $t_2{}^0$ C,
ε = Verhältnis des Sättigungsmoments des Gemisches bei $t_1{}^0$ C zu dem bei $t_2{}^0$ C.

Die Sättigungsmomente a_1, a_2, b_1 und b_2 können relativ auf die oben beschriebene Weise bestimmt werden. Die Temperaturen t_1 und t_2 sind zur Erreichung möglichst großer Genauigkeit so zu wählen, daß sie den tiefer liegenden Umwandlungspunkt einschließen.

4. Chemische Reaktionen

Diese lassen sich in der Weise verfolgen, daß die Probe im Ofen des Apparates auf die Reaktionstemperatur erhitzt und beim Anheizen und Abkühlen ihre Magnetisierung registriert wird. Aus diesen beiden Kurven ergeben sich die während der Reaktion eingetretenen Veränderungen. Eine andere Möglichkeit ist die, die Magnetisierung bei der Reaktionstemperatur als Funktion der Reaktionszeit zu registrieren. Dazu muß an das Drehspulmeßwerk des Registrierapparates eine Spannung angelegt werden, die proportional der Zeit wächst. Selbstverständlich sind beide Methoden nur auf Reaktionen, die in einem abgeschlossenen Raum vor sich gehen, anwendbar.

VII. Anwendungsbeispiele

1. Absolute Messung der Sättigungsmagnetisierung von Eisen

Zur absoluten Berechnung der Sättigungsmagnetisierung wurde die Inhomogenität des Magnetfeldes mit einer kleinen Wismutspirale ausgemessen. Sie betrug:

$$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} = 1860 \text{ Gauss/cm.}$$

Aus Abb. 5, Kurve IV, berechnet sich die ponderomotorische Kraft auf $2{,}54 \cdot 10^{-4}$ cm³ (2 mg) Eisen bei 20⁰ C zu:

$$P = 824 \text{ Dyn.}$$

Damit wird nach Gleichung 1:

$$J = 1740 \text{ Gauss,}$$

in guter Übereinstimmung mit dem von Gumlich[14]) gemessenen Wert:

$$J = 1720 \text{ Gauss.}$$

2. Quantitative Analyse

Als Beispiel für eine magnetische quantitative Analyse wurde der Karbidgehalt eines Gemenges aus Eisen- und Zementitpulver bestimmt. Die magnetische Umwandlung des Eisenkarbids (Fe_3C) ist bei 300⁰ C beendet. Unterhalb dieser Temperatur treten keine merklichen chemischen Reaktionen ein. Die magnetische Analyse ist daher anwendbar.

In Abb. 8 stellt Kurve I die Erhitzungskurve von Eisenkarbid, Kurve II von einem Gemisch aus $^2/_3$ Eisenkarbid mit $^1/_3$ Eisen, Kurve III von einem Gemisch aus $^1/_3$ Eisenkarbid und $^2/_3$ Eisen und Kurve IV von reinem Eisen[15]) dar. Die Proben waren möglichst genau auf 2 mg abgeglichen, so daß die auf 1 g bezogenen Sättigungsmomente aus Abb. 8 relativ zu a_1 berechnet werden können. Sie ergeben sich zu:

Eisen	$a_1 = 218$	$a_2 = 205$
Eisenkarbid . .	$b_1 = 137$	$b_2 = 5$

[11]) Vgl. Anwendungsbeispiel, Abb. 14.
[12]) G. Tammann, Zs. f. phys. Chem. **65** (1909), 73.
[13]) K. Honda, J. Iron and Steel Inst. **98** (1918), 385.

[14]) E. Gumlich, Wissenschaftl. Abhandlg. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt IV. H 3, 1918.
[15]) Der schwache Abfall der Kurven I, II u. III bei 600⁰ C rührt von Oxydgehalt des Eisenkarbids her. Es wurden nur die Erhitzungskurven registriert, da bei höheren Temperaturen zwischen Oxyd und Karbid Reaktionen stattfinden, durch die die Kurvenform verändert wird.

Aus Kurve II wird $\varepsilon = 2{,}15$ und damit nach Gleichung 2:

$$x = 64\,\% \text{ statt } 67\,\%.$$

Aus Kurve III wird ebenso

$$\varepsilon = 1{,}34; \quad x = 30\,\% \text{ statt } 33\,\%.$$

Die erreichte Genauigkeit von 3 % ist in Anbetracht der Fehlerquellen bei der Herstellung der Mischungen befriedigend. Rein magnetisch können die Gehalte an Fe_3C auf etwa 1 % genau bestimmt werden. Versuche über die Nutzanwendung auf die Bestimmung kleiner Mengen Fe_3C und damit indirekt des freien Kohlenstoffs als Differenz gegen den chemisch ermittelten Kohlenstoffgehalt in technischem Eisen sind im Gange.

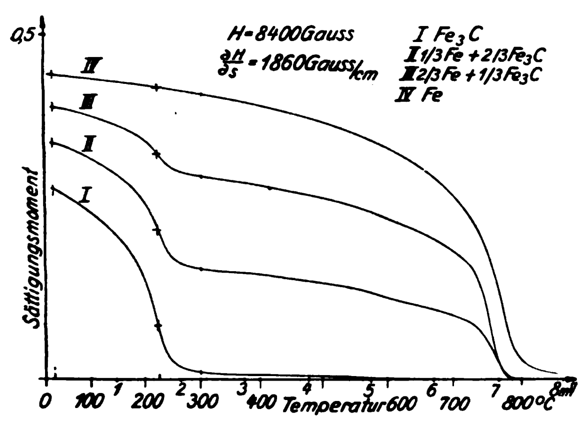


Abb. 8. Temperatur-Magnetisierungskurven von Eisen-Zementit-Gemischen

3. Abbau von Eisennitrid

Als weitere Beispiele seien die vorläufigen Ergebnisse einer magnetischen Untersuchung des thermischen Abbaues von Fe_2N in Fe_4N angeführt.

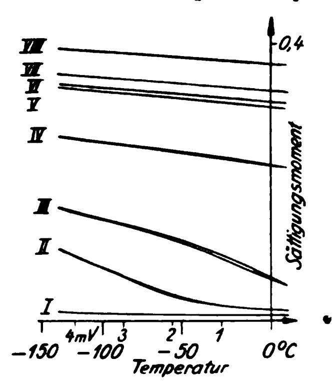


Abb. 9. Temperatur-Magnetisierungskurven von Eisennitrid verschiedenen Stickstoffgehalts

Über das magnetische Verhalten des nitrierten Eisens mit hohem Stickstoffgehalt herrschte bisher Unklarheit. K. Kido[16]) findet an kohlenstofffreiem Eisennitrid 2 Umwandlungspunkte bei 250° C und 470° C, die er den Nitriden Fe_2N bzw. $Fe_{12}N$ zuschreibt. Im Gegensatz dazu soll nach Angaben von Fry[17]) Fe_2N unmagnetisch sein. Er findet ebenfalls einen Umwandlungspunkt bei 480° C, ohne jedoch anzugeben, welcher Nitrierungsstufe dieser angehört.

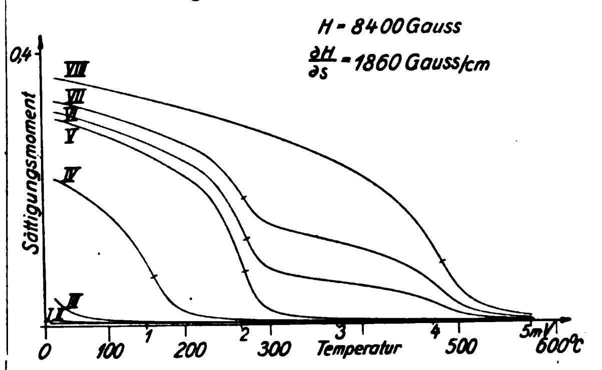


Abb. 10. Temperatur-Magnetisierungskurven von Eisennitrid verschiedenen Stickstoffgehalts

Es gelang nun, diese Verhältnisse mit dem beschriebenen Apparat zu klären, da es möglich ist, einheitliche Nitride in kleinen Mengen durch thermisches Zersetzen von Fe_2N herzustellen. Das Ausgangsmaterial war aus Karbonyleisenpulver durch Nitrieren im Ammoniakstrom bei 450° C

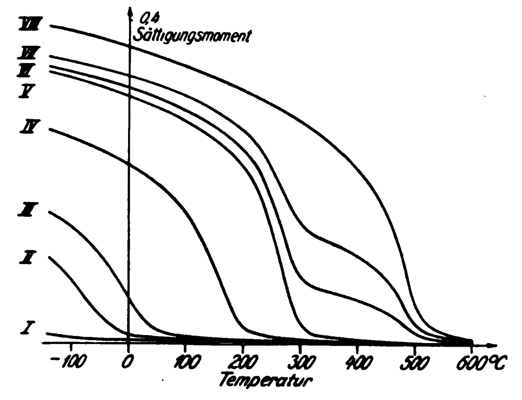


Abb. 11. Temperatur-Magnetisierungskurven von Eisennitrid, nach Abb. 9 und 10 umgezeichnet

hergestellt. Die Zersetzung wurde bei einer Temperaratur von 435° C vorgenommen. Abb. 9 zeigt die Temperatur-Magnetisierungskurven der Zersetzungsprodukte für Temperaturen unter 0° C, Abb. 10 für Temperaturen über 0° C. In Abb. 11 sind die Kurven in der oben[18]) beschriebenen Weise umgezeichnet. Tab. 2 enthält die Zersetzungszeiten und die Stickstoffgehalte, die mittels chemischer Mikroanalyse bestimmt wurden (auf ± 0,2 % genau).

[16]) Kiyoshi Kido, Sci Rep. Tohoku Imp. Univ. **10** (1921), 471.

[17]) Ad. Fry, Stahl u. Eisen, **43** (1923), 1271.

[18]) Vgl. IV.



Tabelle 2

Zersetzungsstufen von Fe_2N

Kurve Nr.	Zersetzungszeit Std.	Stickstoffgehalt %	Wendepunkt °C
I	—	11,0	—
II	1/2	10,4	− 70
III	1	10,2	− 5
IV	2	9,3	162
V	3	8,1	273
VI	6	7,5	275; 485
VII	8	7,3	275; 485
VIII	15	5,9	485

Nach Abb. 9—11 ist Fe_2N (Kurve I) in Übereinstimmung mit Fry in dem beobachteten Temperaturbereich paramagnetisch. Verliert es Stickstoff, so erhält man einen ferromagnetischen Körper, dessen Wendepunkt (Curiepunkt) mit abnehmendem Stickstoffgehalt zu höheren Temperaturen wandert (Kurve II—V). Hat er bei etwa 8,1 % N 275° C erreicht (von Kido fälschlicherweise Fe_2N zugeschrieben), so tritt keine weitere Verschiebung ein. Die Kurven (VI und VII) zeigen vielmehr bei 485° C einen zweiten Umwandlungspunkt, den auch Fry gefunden hat. Dieser ist nach vorliegender Analyse dem Nitrid Fe_4N mit 5,9 % N zuzuschreiben, also nicht $Fe_{12}N$ (nach Kido). Nach genügend langer Zersetzung erhält man reines Fe_4N (Kurve VIII). In Abb. 12 ist die Abhängigkeit des Wendepunktes vom Stickstoffgehalt graphisch dargestellt.

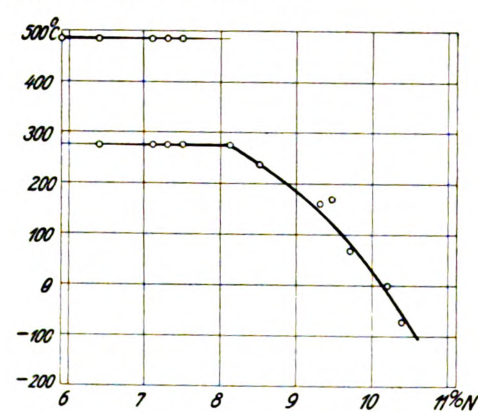


Abb. 12. Wendepunkte der Temperatur-Magnetisierungskurven von Eisennitrid in Abhängigkeit vom Stickstoffgehalt

Die Deutung dieses magnetischen Verhaltens ist einfach. Nach Fry[19]) bildet Fe_2N mit Fe_4N Mischkristalle. Die Nitride II bis V stellen derartige Mischkristalle mit steigendem Gehalt an Fe_4N dar. Ist Sättigung von Fe_2N mit Fe_4N (etwa 58 % bei 435° C) erreicht, so scheidet sich bei weiterer Zersetzung Fe_4N, das magnetisch nachweisbar ist, neben dem gesättigten Mischkristall aus. Für eine Mischkristallbildung von Fe_4N mit Fe_2N[20]) lassen sich magnetisch keine Anhaltspunkte finden. Die Löslichkeit kann jedenfalls bei 435° C nicht groß sein.

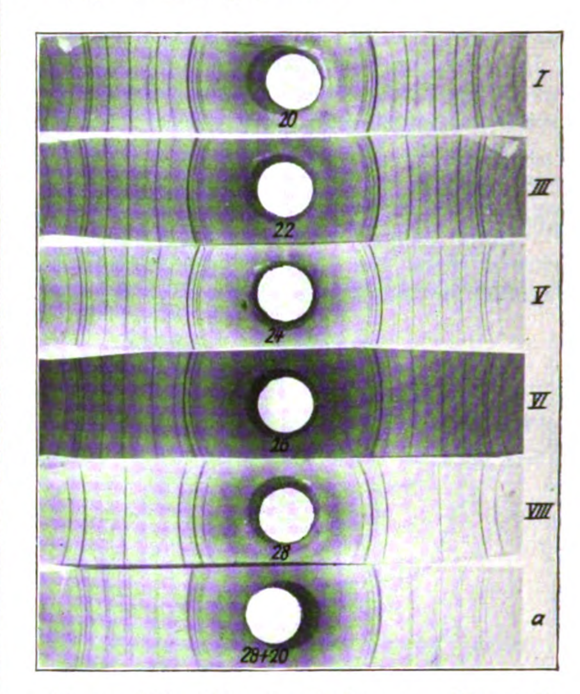


Abb. 13. Debye-Scherrer-Aufnahmen von Eisennitrid

Röntgenographische Untersuchungen, die von Herrn Dr. Kaupp im Röntgenlaboratorium der Betriebskontrolle Oppau ausgeführt wurden, bestätigen den magnetischen Befund vollkommen. Debye-Scherreraufnahmen der Nitride I bis V (Abb. 13, I,

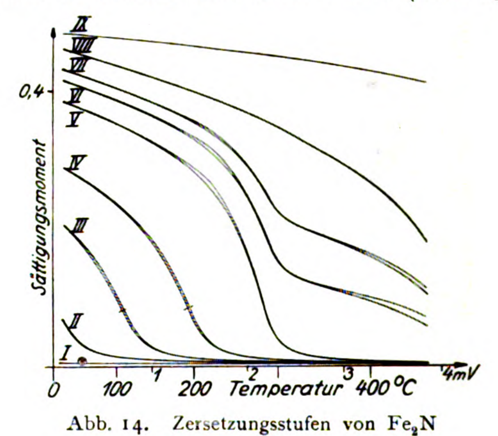


Abb. 14. Zersetzungsstufen von Fe_2N

III und V) zeigen ein von G. Hägg[21]) gefundenes Gitter, das der Verbindung Fe_2N angehört. Die Gitterkonstante wird mit abnehmendem N-Gehalt kleiner. Daher decken sich in Abb. 13a, die mit

[19]) Ad. Fry, loc. cit., „Nitrid-I-Mischkristalle".

[20]) Nach Fry, „Nitrid-II-Mischkristalle"

[21]) G. Hägg, Nature, **121** (1928), 826.

einem Gemisch von I und V erhalten wurde, die Linien dieser beiden Nitride nicht. Nach Überschreiten der Sättigungsgrenze treten die Linien des bekannten Fe_4N-Gitters[22]) neben denen des gesättigten Mischkristalls auf (Abb. 13, VI), bis schließlich nur noch erstere übrigbleiben (Abb. 13, VIII). Auch röntgenographisch konnte bisher keine Löslichkeit von Fe_2N in Fe_4N nachgewiesen werden.

Die Zersetzung von Fe_2N gibt ein schönes Beispiel für das unter IV, 1 beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung relativ zu Eisen. Eine Probe von etwa 2,5 mg Fe_2N wurde im Ofen des Apparates stufenweise zersetzt und die Abkühlungs- und Erhitzungskurven der einzelnen Stufen registriert (Abb. 14). Durch Erhitzen auf höhere Temperatur zerfiel das Nitrid in Eisen, dessen Abkühlungskurve ebenfalls aufgenommen wurde. Der in Lösung bleibende, geringe Stickstoffgehalt beeinflußt die Magnetisierungs-Temperaturkurve nicht merklich. Aus Abb. 12 wurden die zu den Zersetzungsstufen gehörigen Stickstoffgehalte entnommen und damit die Gewichtsänderung der Probe berechnet. Aus Abb. 14 ergeben sich nun in einfacher Weise die auf 1 g bezogenen Sättigungsmomente, die in Tabelle 3 zusammengestellt sind.

Tabelle 3
Sättigungsmomente der Zersetzungsstufen von Fe_2N bei 20°C nach Abb. 11

Kurve	Zersetzungsstufe	Stickstoffgehalt %	Sättigungsmoment für 1 g
I	Fe_2N	11,1	paramagnetisch
II	Mischkristall	10,1	26
III	„	9,6	84
IV	„	8,9	119
V	„ gesättigt	8,1	160
VI	Gemisch	7,4	174
VII	„	6,9	181
VIII	Fe_4N	5,9	196
IX	Fe	—	218

VIII. Zusammenfassung

Zur Registrierung der Sättigungsmomente sehr kleiner, ferromagnetischer Proben als Funktion der Temperatur für qualitative und quantitative Mikroanalysen; sowie für die Untersuchung chemischer Reaktionen dient ein Gerät, dessen Eignung für diese Zwecke durch eine Magnetisierungsmessung an Eisen, eine quantitative Bestimmung des Zementitgehaltes in Eisen-Zementitgemischen, sowie durch eine Untersuchung von Eisennitrid[23]) gezeigt wird.

[22]) Vgl. R. Brill, Naturwissenschaften **16** (1928), 593. Zeitschr. f. Kristallographie **68** (1928), 379.

[23]) Weitere, eingehende Untersuchungen über Eisennitrid stehen vor dem Abschluß.

(Eingegangen am 13. März 1929)

Methoden zur Beseitigung des Mikrophoneffektes in Verstärkerröhren

Von Manfred von Ardenne

I. Die Vermeidung des störenden Klingens, das bei modernen Verstärkern mit leichten, gespannten Fäden bei jeder äußeren Erschütterung der Röhren auftritt, ist eine wichtige Aufgabe geworden. Je größer die Verstärkungen und damit die Lautstärken des Schallstrahlers werden, um so schwerer lassen sich akustische Rückkopplungen vermeiden. Winzige Vibrationen des Kolbens der ersten Röhre werden dann unter Wirkung des abgestrahlten Schallfeldes, besonders wenn ihre Frequenz einer Eigenfrequenz der Kathode nahekommt, auf mikrophonischem Wege genügend verstärkt, um ein Selbsttönen der Apparatur dauernd zu unterhalten.

Eine Bekämpfung des Mikrophoneffektes kann von zwei Gesichtspunkten ausgehen. Man kann danach streben:

1. Die Fadenschwingungen selbst zu unterdrücken bzw. zu dämpfen,
2. die Schwingungen an sich bestehen zu lassen, aber
   a) den Gitterabstand in der Schwingungsrichtung zu vergrößern,
   b) die Fadenfrequenz extrem hoch oder tief zu machen,
   c) die störenden Schwankungen des Anodenstromes elektrisch zu kompensieren.

Ia. Eine Dämpfung der Fadenschwingungen im zuerst angeführten Sinne kann prinzipiell mechanisch oder elektrisch erfolgen.

Mechanische Dämpfung tritt dann ein, wenn man den schwingenden Glühdraht Formänderungsarbeit leisten läßt und zwar entweder an seiner Aufhängung, oder an sich selbst. Von Vorteil ist es demnach, zwischen die Seiten und mit dem Glaskörper der Röhre verbundene Punkte ihrer Aufhängung federnde Zwischenglieder einzuschalten, die von außen kommende Stöße absorbieren können. Λ-förmige Fäden mit biegsamer Hakenstütze am oberen Knick, Aufhängung an weichen Spiralfedern oder verkupferten Stahlbändchen, die ihrerseits an langen freistehenden Drähten sitzen, setzen die Neigung zum Hallen wesentlich herab.

Bei Kathoden mit mehreren Einzelfäden kann man dadurch viel verbessern, daß man sie durch gegenseitige Berührung (Philips) oder Zwischenstücke (AEG) zu einem Körper vereinigt und dadurch versteift. Allerdings verringert man dann

IIb. Besser erscheint der Gedanke, die störende Eigenfrequenz des ersten Fadens so hoch oder so tief zu legen, daß sie physiologisch nicht mehr stört, bzw. schlecht verstärkt und vom Lautsprecher abgestrahlt wird. Ersteres erreicht man durch kurze, leichte Fäden mit starker Anfederung, letztere durch lange, schlaffe Fäden mit schwerem Trägermetall.

Die normalen Frequenzen einer Röhre für 50 MA. Heizstrom mit 2 cm Fadenlänge betragen bei den üblichen Anfederungen zwischen 10 und 20 Gramm 800—1200 Hertz im Kaltzustande. Sie lassen sich ohne Überbeanspruchung des Fadens kaum noch steigern, sinken aber andererseits bei zunehmender Heizung um so stärker, je weniger elastisch, d. h. nachgiebig, die Einspannvorrichtung ist. Wird man diese also mit Rücksicht auf das

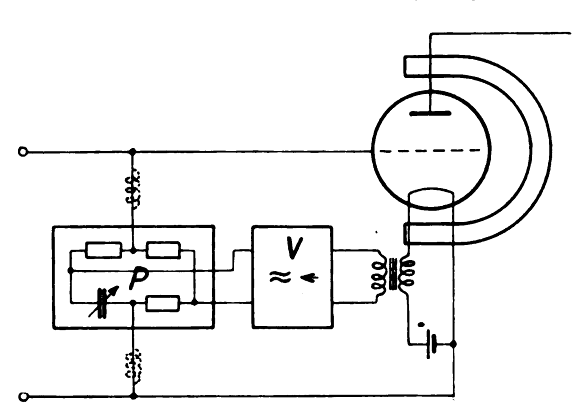


Abb. 1. Schaltung zur Kompensation des Mikrophoneffektes

eingangs Gesagte möglichst weich gestalten, so verringert sich gleichzeitig die Temperaturabhängigkeit der Fadenspannung, so daß man auch bei kleinen Kaltspannungen nicht zu befürchten braucht, daß der Faden bei Betriebstemperaturen entspannt ist oder durchhängt.

Man wird daher schon eine tiefe Kaltfrequenz einstellen, die dann beim Betrieb etwa auf unter 150 Hertz sinkt.

Der Nachteil zu geringer Anfederung, die Vergrößerung der Schwingungsamplitude des Fadens infolge verringerter Direktionskraft, kann diesem Auswege ein frühes Ziel setzen, besonders dann, wenn es sich um Röhren mit extrem kleinem Gitterradius handelt.

IIc. In solchen Fällen und auch dann, wenn beim Betriebe dauernde starke Erschütterungen unvermeidlich sind (Betrieb von Empfängern in der Nähe von Motoren im Flugzeug usw.) wird man, wenn sich an dem mechanischen Aufbau der Röhre nichts mehr ändern läßt, eine elektrische Kompensation der mikrophonischen Störung vornehmen müssen (K. Schlesinger). Dies kann in folgender Apparatur erfolgen (Abb. 1).

Der Faden wird durch Anbringen eines permanenten Magneten in der Nähe der Röhre oder durch ein vom Heizstrom erregtes Solenoid in ein konstantes magnetisches Feld gebracht, unter dessen Wirkung bei seinen Vibrationen niederfrequente Wechselspannungen gleicher Periodendauer in ihm induziert werden (v. Ardenne)[1]. Diese überlagern sich dem zur Heizung dienenden Gleichstrom und können durch einen kleinen Übertrager von diesem getrennt, und, wenn nötig, einem Tonverstärker V zugeführt werden. Gegen die die wirksame Länge der Kathode durch Kühlung an Berührungsstellen, bzw. verschlechtert durch Parallelschaltung mehrerer Einzelfäden die Ökonomie der Heizung.

Die Kathode leistet an sich selbst dämpfende Formänderungsarbeit, wenn sie biegungssteif ist, d. h. nicht als Saite, sondern schon wesentlich als Stab schwingt. Der größte Energieverlust erfolgt dabei an Stellen stärkster Krümmung, d. h. an der Einklemmung. Günstig sind auch bändchenförmige Träger, zumal sie nur einen transversalen Freiheitsgrad besitzen. Die großen Querschnitte machen diesen Weg bei Sparkathoden heute leider ungeeignet. Die Hoffnung, das sich erhöhte Biegungssteifigkeit von Heizfäden bei besonders dicken Oxydüberzügen einstellen würde, hat sich leider nicht erfüllt.

Bei Fadenkathoden ist der Energieverlust durch Biegung unmerklich; eine Querschnittsvergrößerung an den Klemmbaken ist praktisch kaum durchführbar.

Ib. Die elektrische Dämpfung des Fadens durch die in benachbarten Metallteilen von seinem eignen Magnetfelde induzierten Wirbelströme scheitert, verglichen mit mechanischen Methoden, an zu geringer Wirksamkeit.

Bedingung für ausreichende Dämpfung sind Gitterstege parallel zum Faden in möglichst geringem Abstande r. Die Rechnung zeigt, daß die Direktionskraft mit $\frac{1}{r^4}$ anwächst. Sehr einflußreich ist ferner die Verwendung von Gittermetallen mit guter magnetischer Permeabilität. Die Bremskraft steigt linear an mit der Fadenfrequenz und Amplitude, quadratisch dagegen mit der Heizstromstärke und der Dicke der dämpfenden Gitterstege in radialer Erstreckung. Leider ist jedoch das Magnetfeld des Fadens zu gering — es liegt praktisch in der Größenordnung von Zehnteln Gauss — um nennenswerte Wirkungen zu zeigen.

IIa. Der zweite, eingangs erwähnte Gedankengang, die Beibehaltung der Schwingfähigkeit und

[1]) Auch ganz ohne Magneten, nur unter Wirkung des Erdfeldes, ließen sich die Fadentöne hinter dreifacher Verstärkung gut abhören. Näheres s. K. Schlesinger, Dissertation T. H. Berlin, 1929.

Verringerung ihrer Modulationswirkung führt dazu, die Abstände zwischen den Fäden und benachbarten Elektroden möglichst groß zu wählen, da die Beeinflussung des Anodenstromes dem Verhältnis der Schwingungsamplitude zum Elektrodenabstand proportional ist. Man wird bei freistehenden Fäden an weite, zylindrische Gitter denken müssen, während bändchenförmige Kathoden in ovalen Gittern wenig hallen, deren größte Ausdehnung mit der Bändchennormalen zusammenfällt (Dr. S. Loewe). Unvermeidlich ist bei solchen Veränderungen des Elektrodensystems ein Verlust an Verstärkung, die die Röhrenkonstante verkleinert wird. Man wird daher solche schwach mikrophonischen Röhren nur in der ersten Stufe einer Kaskade verwenden, bei der ein Hallen am meisten stört, und den Verlust an Verstärkung durch Verbesserung der nachfolgenden Röhren wettzumachen suchen, damit die gesamte Verstärkung der Kaskade dieselbe bleibt.

Schwankungen des Anodenstromes, die der Mikrophoneffekt zur Folge hat, sind diese Spannungsschwankungen um 90° verschoben, so daß Gegenphasigkeit durch einen Phasenschieber *P* eingestellt werden muß. Die hinter diesem vorhandenen Spannungen werden nun dem Gitter derselben Röhre zugeführt, und zwar entweder direkt, wie gezeichnet, event. unter Einschaltung von Drosseln in die Zuführungen, oder in Serie mit dem betriebsmäßigen Eingangskreis, falls derselbe für die Tonfrequenz durchlässig ist.

Praktische Versuche mit dieser Anordnung ergaben, daß schon bei sehr geringen Magnetfeldern die in normalen Fäden induzierten Spannungen so groß sind, daß sie hinter einer dreistufigen Niederfrequenzverstärkung (Loewe 3NF) in guter Telephonlautstärke, und zwar um ein Vielfaches stärker hörbar waren, als der direkte Mikrophoneffekt im Anodenkreis. Bedenkt man ferner, daß die Kompensationspannung an das Gitter geführt wird und daher um so kleiner werden kann, je höher der Verstärkungsgrad der klingenden Röhre ist, so kann man bestimmt mit einer 1 stufigen Verstärkung, wenn nicht ganz ohne Verstärkung, der Fadeninduktion auskommen.

Ein Nachteil der Einrichtung ist die 2fache Abhängigkeit der Neutralisation von der Heizung der Röhre. Bei Verkleinerung der Kathodentemperatur steigt einerseits die Fadenfrequenz an, wodurch die Phasenbedingung durchbrochen wird, da der Phasenschieber frequenzabhängig ist; andererseits sinkt die Verstärkung der zu neutralisierenden Röhre, so daß unter Umständen die ans Gitter kommenden Amplituden der kompensierenden Spannung zu klein sind, wenn der Mikrophoneffekt nicht in dem gleichen Maße gesunken sein sollte.

Immerhin dürfte eine derartige Anordnung in besonderen Fällen Anwendung finden, bei denen konstante Betriebsverhältnisse vorliegen und der Betrieb weitgehende Geräuschfreiheit des Empfängers oder Unempfindlichkeit desselben gegen mechanische Erschütterungen unbedingt erfordert.

Zusammenfassung

Vom technischen Gesichtspunkte werden die Möglichkeiten besprochen, die für eine Verringerung der von Fadenschwingungen in Verstärkern hervorgerufenen niederfrequenten Störungen in Frage kommen. Sie zerfallen nach ihren physikalischen Grundlagen in zwei Gruppen und zwar in mechanische und elektrische Verfahren. Die mechanische Dämpfung des Fadens wird besprochen, während sich Wirbelstromdämpfung bei kleinen Heizstromstärken als zu schwach erweist.

Anschließend werden Verfahren behandelt, in denen die Fadenschwingung selbst nicht gedämpft wird. Sie laufen hinaus auf eine geeignete Verlegung der Fadentöne bzw. auf eine Verringerung oder vollständige Kompensation der mikrophonischen Schwankungen des Anodenstromes.

(Eingegangen am 21. März 1929)

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Goetsch, H. W., Taschenbuch für Fernmeldetechniker. 4. Aufl. XII, 526 S., 844 Abb. R. Oldenbourg, München. 1929.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 9. I. Teil. Wärme–Kälte–Wärmeleitung–Wärmestrahlung. XIII, 484 S., 157 Abb. und 1 Taf. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Br. Rm. 42,60, geb. Rm. 44,60.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 7. Teil. 2. Aufbau der festen Körper. XII, 433 S., 196 Abb. und 7 Taf. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1928. Brosch. Rm. 37,—, geb. Rm. 39,—.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 20. Teil I. Geometrische Optik. VII, 241 S., 70 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Br. Rm. 22,—, geb. Rm. 23,60.

Wien, W., Das Wiensche Verschiebungsgesetz. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Nr. 228.) 67 S., 6 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Kart. Rm. 3,80.

Besprechungen

◆ Kohlrausch, K. W. F., **Radioaktivität** (Handbuch der Experimentalphysik. Herausg. von W. Wien und F. Harms Bd. 15). XII, 885 S., 285 Abb. u. 113 Zahlentaf. Akademische Verlagsges m. b. H., Leipzig. 1928. Rm. 79,—, geb. Rm. 81,—.

Trotzdem bereits in deutscher Sprache ein ausgezeichnetes Handbuch der Radioaktivität von St. Meyer und E. Schweidler vorhanden ist, bedeutet der vorliegende Band eine sehr anerkennenswerte Bereicherung des Schrifttums und gleichzeitig eine gut brauchbare Ergänzung jenes Handbuchs. Erreicht wird dies durch eine bevorzugte Darlegung der Untersuchungswege, eine kritische Auswahl des

sicher Festgestellten und besonders durch eine neuartige Anordnung des gesamten Stoffes und eine ausführliche Behandlung der radioaktiven Strahlungserscheinungen, gegenüber denen die radioaktiven Substanzen zurücktreten.

Nach einer orientierenden Einführung werden im 1. Viertel des Buches die γ-Strahlungen, im 2. und 3. Viertel die β- und die α-Strahlungen dargestellt (nebst kurzen Kapiteln über die Rückstoßstrahlung und die Wirkungen aller dieser Strahlungen). Das letzte Viertel des Werkes bringt die Gesetzmäßigkeiten des Radiozerfalls und die Meßmethoden, dann die Radioelemente und zum Schluß eine Übersicht über unsere Erfahrung über den Atomkern.

Dieses gut ausgestattete Buch ist nicht nur als eine kompilatorische Zusammenfassung zu werten, sondern es ist vielfach eine kritisch sichtende Neuschöpfung, welche dabei die experimentelle Erfahrung des Verfassers schön hervortreten läßt. R. Swinne.

◆ Müller, W., **Mathematische Strömungslehre.** IX, 239 S. 137 Textabb. J. Springer, Berlin. 1928. Rm. 18.—, geb. Rm. 19.—.

Ein kurzes, inhaltreiches Buch, eine erfreuliche und verdienstliche Erscheinung! Denn während es über die klassische Hydrodynamik eine genügende Anzahl Lehrbücher gibt, existieren über die neueren Untersuchungen, die vorwiegend Strömungen um feste Körper mit besonderer Rücksicht auf die Luftschiff- und Flugtechnik behandeln, nur wenige. Diese Lücke füllt das vorliegende Buch aus. Der Verfasser hat es verstanden, dem Leser alle nötigen mathematischen und hydrodynamischen Grundlagen zwar sehr knapp, aber klar ins Gedächtnis zurückzurufen, so daß nicht nur dem Studenten der Mathematik und Physik damit gedient ist, sondern auch dem in der Praxis stehenden Techniker, der sich dadurch in die Theorien einarbeiten kann.

Das Buch, das seinem Titel entsprechend, vorwiegend die mathematische Seite der Strömungslehre behandelt und von dem experimentellen Teil nur die notwendigen Resultate benutzt, ist in 9 Kapitel gegliedert, von denen die ersten 6 mehr das Mathematische und Allgemeine betreffen, während die letzten 3 speziellen Anwendungen gewidmet sind.

Kapitel I enthält die Grundgesetze der Strömungslehre, setzt kurz die Grundlagen der Hydrodynamik auseinander und gibt Gelegenheit, die im Buche gebräuchliche Vektorschreibweise und einige dahin gehörende Sätze kennen zu lernen.

Kapitel II bringt die Umformungen und funktionentheoretische Hilfsmittel. Es stellt kurz die Transformation der hydrodynamischen Grundformeln auf krummlinige Koordinaten dar. Bei den Kugel- und Zylinderkoordinaten wird die Bekanntschaft mit den Kugel- und Besselschen Funktionen vermittelt. Dann wird besonders der später ausgiebig benutzte Satz bewiesen, daß alle Potentialströmungen erzeugt gedacht werden können von einem System bestimmt angeordneter Quellen und Senken. Im Anschluß an die ebene Strömung wird das Nötige über die konforme Abbildung gesagt. Zum Schluß werden Formeln von Lagally hergeleitet, auf die sich späterhin die Berechnung der Strömungsdrücke gründet.

Kapitel III enthält eine Anzahl von Beispielen für die Anwendung der Quell-Senkmethode. Daß in einer Parallelströmung, der eine Quell-Senkströmung überlagert ist, das Feld durch eine ausgezeichnete einhüllende Stromlinie bzw. Fläche in zwei Teile geteilt wird, erkennt man nicht nur aus den Gleichungen, sondern auch aus den äußerst sauberen durchkonstruierten Strömungsbildern, die eine klare Anschauung der Strömungsverhältnisse vermitteln. Man fühlt formlich (vgl. Abb. 21, 22, 24, 28, 29) die Richtigkeit des Satzes, daß die Wirkung von Quelle und Senke auf die Parallelströmung auch durch einen eingebrachten festen Körper erzeugt werden kann, der die oben erwähnte Trennfläche als Oberfläche besitzt. Die Berechnung der Druckverteilung und der Vergleich mit den Versuchen gibt Gelegenheit, wegen der Abweichungen von der Theorie infolge der Flüssigkeitsreibung auf die Grenzschichtentheorie u. dgl. einzugehen. Schließlich werden noch Querströmungen um Rotationskörper nach Kármán behandelt.

Kapitel IV beschäftigt sich mit den Wirbeln. Die bekannten Kármánschen Wirbelstraßen und die Wirbelschichten finden hier ihre Erläuterung.

Kapitel V handelt vom Einfluß der Zirkulationen und Wirbel auf den Strömungsdruck an zylindrischen Körpern und schließt an Kapitel III an, indem nun gezeigt wird, wie durch Einführung von Wirbeln in das Strömungsfeld die Erscheinungen mit der Wirklichkeit zu wesentlich besserer Übereinstimmung gebracht werden können als durch eine reine Potentialströmung. Der Magnuseffekt und das Flettnerschiff werden hier behandelt.

Kapitel VI faßt das Widerstandsproblem mit der Methode des unstetigen Potentials an, wie sie für die Platte von Kirchhoff entwickelt und von Rayleigh erweitert wurde. Es zeigt sich, daß man die Zähigkeit nicht zu berücksichtigen braucht und doch durch einfache Potentialströmung die Kraftverhältnisse an der Platte richtig erfassen kann, wenn man nur auf gewisse, durch den Versuch gelieferte Grenzbedingung Rücksicht nimmt. Auch der theoretische Wert des Gesamtwiderstandes des gleichfalls hier betrachteten Kreiszylinders stimmt gut mit den praktischen Ergebnissen überein.

Kapitel VII beschäftigt sich mit der Theorie des Tragflügels. Hier erfahren die in den vorigen Kapiteln hergeleiteten Theorien ihre praktische Anwendung und Erweiterung. Auf Einzelheiten kann in dieser Besprechung nicht eingegangen werden, doch sei erwähnt, daß die neuesten Untersuchungen bis 1927 berücksichtigt sind.

Kapitel VIII und IX behandeln die Theorie des Propellers und die Strömung in Kreisel- und Turbinenrädern, ebenfalls mit ständiger Berücksichtigung der neuesten Arbeiten.

Man hätte in dem Buche noch gerne ein Sach- und Namenverzeichnis gesehen. Aber was bedeutet dieser geringe Mangel gegen die sonstige ausgezeichnete Darstellung, in der die Formeln niemals inhaltlose Zeichen bleiben, sondern auch geometrisch der Anschauung so nahe gebracht werden, daß schließlich im Leser ein sicheres Gefühl für die wahren Vorgänge entsteht! K. Glitscher.

◆ Gehlhoff, G. und K. Quasebart. **Das Glas** in Einzeldarstellungen. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig.

Die Sammlung von Einzeldarstellungen kommt dem Bedürfnis vieler Interessenten nach, die sich nur für ein Teilgebiet der Glasherstellung interessieren und denen die Beschaffung eines großen Handbuches der Glasherstellung zu kostspielig ist. Die Auswahl der Bearbeiter der Teilgebiete dieser Sammlung bürgt dafür, daß die Aufgabe zur Zufriedenheit aller Leser gelöst wird. Erschienen sind bisher die beiden unten referierten Bände, während sich 8 weitere Bände in Vorbereitung befinden.

Band 1: Schulz, H., **Die Geschichte der Glaserzeugung.** 130 S, 32 Abb. 1928. Rm. 8,—.

Der Band bringt in meisterhafter Kürze ein umfassendes Material über die Entwicklung der Glastechnik vom Altertum bis zur Neuzeit. Aus einem reichen Quellenmaterial, das am Schlusse des Bandes aufgeführt ist und jedem Leser ermöglicht, sich über Einzelheiten noch eingehender zu informieren, ist dieses Buch zusammen getragen. Eine große Anzahl von gut ausgewählten Abbildungen unterstützt den Text des Buches. Die Aufgabe ist nicht als eine rein technische betrachtet, sondern der Verfasser hat sich auch mit bestem Erfolg bemüht, die kulturgeschichtliche Seite der Entwicklung zu zeigen. Das Buch ist daher nicht nur für den Glasfachmann, sondern für jeden Techniker, Historiker und Kunstgewerbler ein prachtvoller Überblick über das ganze Gebiet. Außer der kulturgeschichtlichen Bedeutung des Buches ist hervorzuheben, daß der Verfasser auch die Entwicklung der Glaszusammensetzung

von den primitiven Anfängen vor 5 Jahrtausenden bis zur Gegenwart gebracht hat, und auch außerdem die Entwicklung der Schmelzöfen und Glasbearbeitungsmethoden in allgemein verständlicher Form und doch in gedrängter Kürze geschildert hat. Die Lektüre des Buches wird daher für jeden Leser eine reine Freude sein, so daß man es warm empfehlen kann.

Band 10: Hesse, K., **Die Glasveredelung.** VIII, 109 S., 28 Abb. 1928. Rm. 7,—.

Dieser Band behandelt alle Veredelungsmaßnahmen, die am fertigen Glas ausgeführt werden können, also Mattierung und Polieren, sowohl auf chemischem, als auf mechanischem Wege, angefangen vom einfachen Matt- und Seidenmattätzen bis zur Fertigstellung künstlerischer Kristallgläser. Ferner die Methoden zur Veredelung der Oberfläche durch Auftragen einer Schicht, wie es für irisierende Gläser, Lüstergläser, Spiegel, Metalldekore auf galvanoplastischem Wege notwendig ist. Ferner das Aufbringen von Poliersilber und Poliergold; die „Beizung“ der Oberfläche zur Erzielung einer dünnen roten oder gelben Oberflächenschicht (Lasurgelb und -rot). Endlich die Glasmalerei. Die einzelnen Arten der Mattätzung werden durch mikroskopische Aufnahmen in schöner Weise illustriert. Für die chemische Bearbeitung des Glases werden die Badzusammensetzungen unter Benutzung bekannter Literaturstellen angegeben.

Es wäre gut, wenn das Buch auch die Überfanggläser und das Anlassen von Glas behandelt hätte, da es sehr gut möglich ist, daß dieses Kapitel der Glastechnik im noch nicht erschienenen Band 7 ebenfalls ausgelassen werden könnte. Auch die Bearbeitungsmittel des optischen Glases sind nicht erschöpfend behandelt, was verständlich ist, da der Verfasser sich offenbar mehr auf die Veredelung von Gebrauchs- und Kunstgläsern beschränkt. Bedauerlich ist die Auslassung der Oberflächenverbesserung durch „Härtung“ des Glases, die unbedingt in diesen Band gehört hätte. Das Buch hätte auch noch kurz auf Glasbläserei und Glasdrückerei (Gablonzer Arbeit) eingehen können, da beide Industriezweige ja auch zur Glasveredelung des eigentlichen Hüttenproduktes des Glases dienen.

Wünschenswert wäre, wenn das Buch nicht nur für die verschiedenen chemischen Behandlungsmethoden die Rezepte brächte, die auf den einfachen Hüttengebrauch abgestimmt und von andern Rezeptbüchern her bekannt sind, sondern wenn es mehr auf die eigentlichen chemischen Vorgänge eingänge. Andererseits ist das Zurückhalten mit vielen Erkenntnissen, die noch nicht Allgemeingut geworden sind, bei einem Praktiker aus einer Industrie, in der die Erfahrung und die Geheimhaltung noch eine sehr große Bedeutung haben, vollkommen verständlich.

G. Jaeckel.

◆**Jahresbericht VI der Chemisch-Technischen Reichsanstalt, 1927.** X, 268 S, 93 Abb. i. T. u. 3 Taf. Verlag Chemie, Berlin. 1929. Rm. 15,—.

Der vorliegende Band enthält eine große Reihe von Berichten über die auf den verschiedenen Tätigkeitsgebieten dieser Reichsanstalt durchgeführten Arbeiten, die zum Teil gutachtlichen Charakter haben, zum Teil systematischere Untersuchungen, meist praktischen Charakters, darstellen. Der Inhalt des vorliegenden Bandes wird für die Praktiker der verschiedensten Richtungen der Technik von Interesse sein, besonders, da einen wichtigen Teil seines Inhaltes das Unfallverhütungswesen bildet. G. Masing.

◆Mollier, R., **Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf.** 6. Aufl. 28 S., 2 Diagrammtaf. J. Springer, Berlin. 1929. Rm. 2,70.

Die neue Auflage stellt einen durchgesehenen Neudruck der 5. Auflage dar. Es erübrigt sich, die Vorzüglichkeit der Tabellen erneut zu betonen. Andererseits sei einmal auf die in ihnen nicht enthaltenen Eigenschaften des Wasserdampfes wie Zähigkeit, Kompressibilität und Wärmeleitvermögen hingewiesen, deren Kenntnis ebenso wie die der Schallgeschwindigkeit im Dampf zurzeit noch in gar keinem Verhältnis zu ihrer technischen Bedeutung steht. Es würde eine heute sehr empfindliche Lücke ausgefüllt werden, wenn spätere Auflagen auch hierüber wenigstens so viel Zahlenmaterial bringen könnten, als den bekannt gewordenen Experimenten zu entnehmen ist. M. Moeller.

◆von Mises, R., **Wahrscheinlichkeit, Statistik und Wahrheit.** (Bd. 3 der Schriften zur wissenschaftlichen Weltauffassung, herausg. von Ph. Frank und M. Schlick.) VIII, 189 S. Julius Springer, Wien. 1928. Geh. Rm. 9,60.

Vor rund 120 Jahren hat Laplace der mathematischen Wahrscheinlichkeit die „klassische“ Definitien gegeben, die auch heute noch die meisten Bearbeiter dieser Probleme ihren Arbeiten zugrundelegen. Aber schon seit Venn (1866) haben einzelne (Fechner, Bruns, Helm) in Erkenntnis der Unvollkommenheit dieser Definition eine Häufigkeitstheorie der Wahrscheinlichkeit aufzustellen versucht und in konsequenter Durchführung dieser Ideen hat in den letzten Jahren R. v. Mises eine mathematische Theorie der Wahrscheinlichkeit geschaffen, die jener klassischen Theorie derart überlegen ist, daß man sich wundern muß, daß soviele immer noch an jener Lehre festhalten. Ein Grund dafür könnte darin zu finden sein, daß die Axiome der Wahrscheinlichkeitsrechnung so, wie sie v. Mises zuerst 1919 in Bd. 5 der „Mathematischen Zeitschrift“ formulierte, Nichtmathematikern unverständlich bleiben mußten, insbesondere aber der Begriff des Kollektives, auf dem sich ja seine ganze Lehre aufbaut, in der dort gegebenen Form auch manchen Mathematiker nicht befriedigte. Daher ist das Erscheinen des vorliegenden Buches warm zu begrüßen, denn es zeigt, ohne allerdings auf jene mathematischen Feinheiten einzugehen, „daß man sehr wohl, von statistischen Feststellungen ausgehend, über einen geläuterten und entsprechend präzisierten Wahrscheinlichkeitsbegriff, zu Erkenntnissen und Behauptungen gelangen kann, die es an „Wahrheitsgehalt“ und Zuverlässigkeit sowie an praktischer Brauchbarkeit mit den Ergebnissen jedes Zweiges der exakten Naturwissenschaften aufnehmen können, und zwar zeigt es dies in einer Form, die auch dem Nichtmathematiker ein gutes Verständnis dieser schwierigen Lehre ermöglicht.

Unter v. Mises' geschickter Führung erarbeitet sich der Leser den Begriff der mathematischen Wahrscheinlichkeit, bei jedem neuen Schritt veranschaulicht durch Beispiele aus den verschiedenen Zweigen der Naturwissenschaft und Statistik; er lernt die vier Grundaufgaben der Misesschen Wahrscheinlichkeitsrechnung kennen und muß sich überzeugen, daß die klassische Definition auf Abwege führt, von denen weder das Poissonsche noch das Bayessche Theorem eine „Brücke“ schlägt ins Gebiet beobachtbarer Häufigkeiten; er wird schließlich bekannt gemacht mit den Anwendungen der Lehre auf soziale, biologische und physikalische Statistik, und das alles ohne jede mathematische Formel und doch in mathematisch strengem Geist.

Wird jeder an exakter Wissenschaft Interessierte dies Buch durcharbeiten, so darf man hoffen, daß dadurch endlich eine allgemeine Annahme der neueren Anschauungen wenigstens in dem Sinne bewirkt wird, daß man in Zukunft in keiner wissenschaftlichen Arbeit mehr mathematischen Wahrscheinlichkeiten begegnen muß, ohne daß die Massenerscheinungen, auf die sie sich beziehen, genannt und scharf umgrenzt sind; daß nun der Multiplikationssatz vorsichtiger und kritischer angewandt wird und daß die mißverständlichen Ausdrücke apriorische und aposteriorische Wahrscheinlichkeit verschwinden und die Wahrscheinlichkeit von Ursachen ebenso losgelöst wird vom Bayesschen Theorem wie dies Theorem von einer Beschränkung auf Ursachen oder gar Hypothesen. Th. Graff.

◆Becker, Karl, **Röntgenographische Werkstoffprüfung.** (Sammlung Vieweg, H. 97). IV, 100 S. 76 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1929. Rm. 7,—.

Als Ergänzung zu den beiden, vom gleichen Verfasser herausgegebenen Heften: „Röntgenstrahlen als Hilfsmittel

der chemischen Forschung" und „Metall-Röntgenröhren" ist das vorliegende erschienen.

Der Hauptwert des Büchleins scheint mir in den Kapiteln zu liegen, die sich mittelbar und unmittelbar mit der Ermittlung des Kristallgitters der Werkstoffe befassen. In den kristallographischen Unterlagen, in den Methoden zur Ermittlung des Gitteraufbaus und in den praktischen Beispielen hierzu ist es dem Verfasser ausgezeichnet gelungen, auf knappem Raum das Wesentliche zu bringen. Man spürt hier die persönliche Verbundenheit des Verfassers mit dem Stoff.

Auch die Kapitel, die sich mit Kristallitlagen und Gitterstörungen befassen, sind gut durchgearbeitet; sie sind allerdings gegenüber den Fragen des Gitteraufbaus sehr zusammengedrängt; insbesondere den praktischen Anwendungsbeispielen würde man einen größeren Raum wünschen. Vielleicht entschließt sich der Verfasser später einmal, eine Erweiterung in dieser Richtung vorzunehmen.

Im letzten Abschnitt behandelt der Verfasser die diagnostische Materialuntersuchung unter glücklicher Hervorhebung der wichtigsten Gesichtspunkte.

Das wohlfeile Büchlein ist ein wertvoller Wegweiser für alle, die sich praktisch mit Strukturuntersuchungen befassen wollen. R. Berthold.

◆Lenard, Ph., **Große Naturforscher.** Eine Geschichte der Naturforschung in Lebensbildern. 300 S., 67 teils ganzseitige Bildnisse. J. F. Lehmanns Verlag, München. 1929. Geh. Rm. 10,—, geb. Rm. 12,—.

In diesem Buch, in welchem u. a. Ampère, Bunsen, Descartes, Darwin, Faraday, Fraunhofer, Galilei, Helmholtz, Kepler, Kopernikus, Leibniz, Leonardo da Vinci, Pascal, Tyndall, Volta, Watt behandelt werden, hat der Verfasser uns eine Ideengeschichte der Naturwissenschaft von Pythagoras und Euklid bis zu Hertz und Hasenöhrl gegeben; eine Darstellung der tieferen Bedeutung der Naturwissenschaft für die Gesittung, die Kultur, für die Erkenntnis der Welt und der Stellung des Menschen in ihr.

Daneben treten aber doch die großen Persönlichkeiten nicht zurück, gerade mit ihrem Leben und Wirken wird ihre Lehre entwickelt und gezeigt, wie häufig ein großer Forscher auch als großer Mensch und als ein Vorbild für alle Zeiten empfunden wird.

So ist das Buch von Lenard ein schönes Denkmal des Idealismus und ein Mahnzeichen für alle die, die heute und in Zukunft die Geheimnisse des Weltalls zu erforschen suchen. W. Hort.

◆Eggert, J., **Lehrbuch der physikalischen Chemie** in elementarer Darstellung. 2. verb. Aufl., gemeins. bearb. mit L. Hock. XI, 552 S., 123 Abb. u. 1 Taf. S. Hirzel, Leipzig. 1929. Rm. 25,—, geb. Rm. 27,—.

Der in ds. Zeitschr., 8. Jahrg., S. 166, besprochenen 1. Aufl. dieses zur Einarbeitung bestimmten Lehrbuchs ist in $2^1/_2$ Jahren die 2. gefolgt. Hier sind besonders die thermodynamischen Abschnitte infolge der von der Kritik gerügten Schwächen präziser gefaßt; neuere Fortschritte wurden hauptsächlich bei der chemischen Kinetik, bei der Kristallchemie u. a. berücksichtigt.

Dieses Lehrbuch legt bewußt den größten Wert auf eine eingehende Darstellung der Lehre von den chemischen Vorgängen bei einer öfters zu weitgehenden namentlichen Erwähnung der Arbeiten der letzten Jahre. Dagegen tritt die atomdynamische Behandlung der Lehre von den Stoffen zurück, wobei die in dieser Richtung jüngst erzielten Fortschritte sehr vorsichtig verarbeitet werden (vgl. z. B. die veraltete Tabelle des Elektronenbaus der Atome auf S. 105). R. Swinne.

◆**Luftfahrtforschung.** Bd. 2, Heft 1. M. Schrenk. Über Profilwiderstandsmessung im Fluge nach dem Impulsverfahren. 102. Bericht der DVL. 32. S., 61 Abb. R. Oldenbourg, München u. Berlin. 1928. Rm. 6,—.

Das Impulsverfahren nach Betz, Göttingen, ist eine wertvolle Ergänzung der Modellversuche. Schrenk behandelt in leicht verständlicher Form die theoretischen Grundlagen und beschreibt das Meßverfahren mit einigen Meßergebnissen. Zuletzt werden noch die Entwicklungsmöglichkeiten des Verfahrens besprochen, die zu der Annahme berechtigen, daß es uns noch recht interessante Einblicke in den Strömungsvorgang gestatten wird.

A. Botsch.

◆**Jahrbuch 1928 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V., Berlin-Adlershof.** Herausg. von W. Hoff, O. v. Dewitz u. G. Madelung. DIN A4. XIII, 274 S. Mit zahlreichen Textabb. u. Zahlentafeln. R. Oldenbourg, München u. Berlin. 1928. Geb. Rm. 23,—.

Das vierte Jahrbuch der DVL. bringt wieder einige recht umfangreiche Arbeiten. Nur einzelne Berichte können hier besonders erwähnt werden.

Madelung bringt einen „Beitrag zur Theorie der Treibschraube", besser gesagt, eine sehr wertvolle Zusammenstellung der Luftschraubentheorie auf Grund der geläufigen Tragflügeltheorie. Blank u. Liebers untersuchen Flügelschwingungen an freitragenden Eindeckern; zur Prüfung der Theorie werden Messungen an ausgeführten Flugzeugflügeln vorgenommen. Faßbender behandelt den Kurzwellenverkehr bei Flugzeugen und berichtet über Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen. Kann behandelt in einem Vortrag Entwicklungsfragen über neuzeitliche Flugmotore unter Berücksichtigung des Höhenmotors. Schließlich enthält das Buch noch umfangreiche Arbeiten über verschiedene Leichtmetalle.

Das Buch ist aufs Beste ausgestattet und stellt eine Sammlung wertvoller Forschungsarbeiten dar.

A. Botsch.

◆Schimank, H., **Zur Geschichte der exakten Naturwissenschaften in Hamburg** von der Gründung des akademischen Gymnasiums bis zur ersten Hamburger Naturforschertagung. 144 S., mehr. Taf. Naturwissenschaftlicher Verein, Hamburg. 1928. Rm. 4,—.

Wer sich die Mühe macht, sich der Führung dieses historischen Beitrags anzuvertrauen, wird sich genußreiche Stunden bereiten, wenn er dem Verfasser aus der Scholastik aristotelischer Herrschaft über die Skepsis der Reformationszeit durch die Jahrhunderte bis zum Beginn des 19. Jahrhunderts folgt. An Hand einiger weniger Männer des Hamburger Lebens — seien es Ärzte, Mathematiker, Chemiker, Physiker oder Mechaniker — durcheilen wir einen von persönlichstem Leben vollen Abschnitt der Entwicklung der Naturerkenntnis vom Mittelalter bis zur Gegenwart, wenn auch aus engen Raum gesehen, so doch mit weitem Horizont. Es lohnt, sich diesen Rückblick zu vergönnen!

O. v. Auwers.

◆Hauffe, G., **Die symbolische Behandlung der Wechselströme.** Sammlung Göschen Nr. 991. 8°. 102 S, 40 Abb. W. de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig. 1928. Geb. Rm. 1,50.

Nach einer klaren Zusammenstellung der mathematischen Grundlagen, insbesondere der Rechenregeln für komplexe Zahlen, wird die Übertragung der komplexen Rechnung auf elektrotechnische Probleme geschildert. Es werden ziemlich eingehend die verschiedenen Widerstandsoperatoren behandelt. Schließlich wird in einer Anzahl gut gewählter Beispiele die Methode zur Berechnung verschiedener Schaltungen angewandt. Das Bändchen gibt auf engem Raum eine gute Anleitung zur Verwendung dieses wichtigen Hilfsmittels der Rechnung und kann wohl empfohlen werden. H. Backhaus.

◆Wagner, R., **Die Bestimmung der Dauerfestigkeit** der knetbaren, veredelbaren Leichtmetallegierungen. 63 S., 56 Abb. J. Springer, Berlin. 1928. Rm. 6,—.

Auf Veranlassung des Reichsverkehrsministeriums wurden im Institut für mechanische Technologie und Materialkunde der Technischen Hochschule zu Berlin Versuche



durchgeführt, um zuverlässige Daten über die Widerstandsfähigkeit der Leichtmetalle gegen stoß- und schwingungsweise Dauerbeanspruchung zu schaffen.

Während die Dauerschwingungsfestigkeit von Duralumin, Lautal, Silumin, Elektron und Skleron, auf der Dauerbiegmaschine der Firma Schenk untersucht, verhältnismäßig wenig erhöht wird, halten die veredelten Materialien auf dem Kruppschen Dauerschlagwerk bis zu zwölfmal mehr Schläge aus als die geglühten. Die schon bekannte Tatsache, daß der Dauerbruch keine Gefügeänderung hervorruft, wird an metallographischen Gefügebildern gezeigt.

Die angeführten Versuchswerte über Schwingungsfestigkeit der Leichtmetalle, über die in der Literatur nur recht wenig bekannt ist, werden allen denen, die mit der Verarbeitung oder Prüfung von Leichtmetallen zu tun haben, sehr wilikommen sein. W. Mauksch.

◆**Geschichtliche Einzeldarstellungen aus der Elektrotechnik.** Herausgeg. vom Elektrotechnischen Verein E. V. Erster Band. 98 S., 99 Textabb. J. Springer, Berlin. 1928. Rm. 6,—, geb. Rm. 7,—.

Dieser sehr lesenswerte erste Band eröffnet eine Reihe historischer Arbeiten, die in zwangloser Folge erscheinen sollen, mit einer Geschichte des Transformators von L. Schüler uud dem Abdruck dreier Vorträge von G. Kapp und Dolivo-Dobrowolski, die für die Entwicklung dieses für die gesamte Elektrotechnik wichtigen Apparates besondere Bedeutung haben. Er enthält ferner eine Geschichte des Elektrizitätszählers von W. Stumpner.

Nach dem Vorwort von Schüler hat es den Anschein, als sollte die Sammlung im wesentlichen auf die Starkstromtechnik beschränkt bleiben, jedoch wäre zu wünschen, daß auch die Schwachstromtechnik berücksichtigt wird. Eine Geschichte der Entladungsröhren dürfte z. B. ebenso allgemeines Interesse finden wie die des Transformators. F. Strecker.

◆Debye, P., **Probleme der modernen Physik.** Arnold Sommerfeld zum 60. Geburtstage gewidmet von seinen Schülern. VIII, 221 S., 52 Abb. i. T. S. Hirzel, Leipzig. 1928. Geh. Rm. 18,—, geb. Rm. 19,50.

Sommerfeld ist nicht nur einer der bedeutendsten Atomdynamiker, sondern hat auch verschiedene Gebiete der technischen Physik befruchtet, so durch seine Arbeiten über den Kreisel, die Ausbreitung drahtloser Wellen, die Schmiermittelreibung. Auch als akademischer Lehrer kann er große Erfolge verbuchen, indem die Mehrzahl der deutschen Lehrstühle für theoretische Physik von seinen Schülern besetzt wird. Ein reizvolles und anschauliches Bild der besonderen Fähigkeit Sommerfelds, die spezifischen Eigenschaften seiner Schüler zu erkennen und zu selbständiger Entfaltung zu bringen, gewinnt man aus der vorliegenden Festschrift durch ihren aktuellen, vielseitigen und gediegenen Inhalt.

Diese treffend unter „Probleme der modernen Physik" zusammengefaßten 28 Arbeiten von 30 meist sehr bekannten Forschern gehören verschiedenen, zum größten Teil aber den jetzt in besonderer Entwicklung begriffenen uud atomdynamisch beeinflußten Gebieten der mathematischen Physik an. An dieser Stelle seien besonders nur die Arbeiten von technisch-physikalischem Interesse hervorgehoben: Durchbrennen von Glühkathoden (R. Seeliger); Schwingungen des Anschützschen Kreiselkompasses (K. Glitscher); Schwingungen einer leitenden Saite im homogenen Magnetfelde (D. Hondros); Schmiermittelreibung (L. Hopf); elektrischer Durchschlag (W. Rogowski). R. Swinne.

◆Vivanti, G., **Elemente der Theorie der linearen Integralgleichungen,** übersetzt und mit Anmerkungen versehen von F. Schwank. 296 S. Helwigsche Verlagsbuchhandlung, Hannover. 1928. Rm. 15,60, geb. Rm. 16,60.

Bei dem heutigen Stand der Theorie der Integralgleichungen ist es schwer, an dieser Stelle in einer Besprechung einem Lehrbuch dieser Theorie gerecht zu werden. Durch die Arbeiten von Hilbert und seinen Schülern wurde das Gebiet der Integralgleichungen, insbesondere ihre allgemeine Systematik, die Existenzfragen der Lösungen usw. weitgehend entwickelt. Leider haben die praktischen Anwendungen nicht entfernt hiermit Schritt gehalten, so daß man heute fast ausnahmslos nur Aufgaben mit Hilfe der Integralgleichungen behandelt, die durch andere Methoden bereits vorher gelöst wurden. Diesen Eindruck gewinnt man auch bei der Durchsicht des vorliegenden Buches, ohne etwa hieraus dem Verfasser einen Vorwurf zu machen. Der Verfasser wendet sich in erster Linie an die Studierenden der Mathematik. Er geht aus von der Theorie der analytischen Funktionen und den linearen Differentialgleichungen und behandelt dann Volterrasche Gleichungen erster und zweiter Art. Es folgen Abschnitte über Fredholmsche Gleichungen zweiter Art, die verschiedenen Typen von Kernen und über die Beziehungen zwischen Integralgleichungen und den selbstadjungierten linearen Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Im letzten Kapitel werden einige Anwendungen der Theorie auf die mathematische Physik, Potentialtheorie, Saiten- und Membranschwingungen und Wärmeleitung angedeutet. Aber auch hier erfolgt nicht die vollständige Lösung der gestellten Aufgaben, sondern der Verfasser begnügt sich mit der Ableitung der zugehörigen Greenschen Funktion. Auf weitere technische und physikalische Anwendungen wird in einem Anhang hingewiesen.

Das Buch ist gut ins Deutsche übertragen worden. Besonders wertvoll ist ein sehr umfassendes Literaturverzeichnis, in welchem mit Stichworten auf den Inhalt der einzelnen Arbeiten hingewiesen wird. K. Pohlhausen.

◆Mecke, R., **Bandenspektra** und ihre Bedeutung für die Chemie. (Fortschritte der Chemie, Physik und physikalischen Chemie. Band 20, Heft 3.) 87 S., 20 Abb. und 19 Tab. i. T. Gebrüder Borntraeger, Berlin. 1929. Rm. 7,60.

In den letzten Jahren ist eine weitgehende Entwirrung der Bandenspektren gelungen, welche ja auf Molekeln zurückgehen. Der an diesen Fortschritten mitbeteiligte Verfasser gibt hier eine gut lesbare Übersicht über den theoretischen Aufbau dieser Spektren und berichtet dann an Hand von Meßergebnissen über ihre Verwendung bei der Lösung verschiedener, den Atomdynamiker und besonders den Thermodynamiker interessierender Fragen, wie Isotopie der Atomkerne, Elektronenschalen und Dissoziationsenergie der Molekeln, chemische Konstanten, spezifische Wärme. Diese, eine Lücke ausfüllende Schrift spricht überzeugend für die Verknüpfbarkeit atomdynamischer Ergebnisse mit den Erfahrungen der klassischen physikalischen Chemie.

R. Swinne.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Sitzungsberichte

Sitzung am Freitag, dem 3. Mai 1929, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg

Herr W. Größer: Über Wechselstrom-Kompensationsmessungen.

Wir machen wiederholt darauf aufmerksam, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Demnächst erscheint bei Johann Ambrosius Barth, Leipzig, der **III. Band** des

„Lehrbuch der technischen Physik"

für fortgeschrittene Studenten und Ingenieure

herausgegeben von Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff in Verbindung mit zahlreichen Fachgelehrten und Mitgliedern der Gesellschaft.

Der Verlag hat sich bereit erklärt, wie bei Erscheinen des I. und II. Bandes den Mitgliedern der Gesellschaft den III. Band bei Vorausbestellung bis zum 30. Juni 1929 zu einem ermäßigten Preise abzugeben, um recht vielen die Anschaffung zu ermöglichen. Wir empfehlen unseren Mitgliedern, hiervon umgehend Gebrauch zu machen, da nach dem 30. Juni 1929 der Mitgliedspreis aufgehoben wird.

Der **III. Band**, der die **„Physik der Stoffe"** behandelt, umfaßt XVI, 555 Seiten, 376 Abbildungen im Text, sowie drei farbige und zwei schwarze Tafeln. Er kostet in Leinwand gebunden Rm. 60,—, Mitgliedspreis Rm. 45,— zuzüglich Rm. 1,— für Zustellung. Bestellungen unter Benutzung der beiliegender Bestellkarte nur von Mitgliedern unserer Gesellschaft sind bis zum 30. Juni 1929 an das Büro der Gesellschaft unter gleichzeitiger Überweisung von Rm. 46,— auf unser Postscheckkonto Berlin 28765 zu richten. Die Bestellungen können aber auch bei dem regelmäßig liefernden Buchhändler aufgegeben werden.

Büro der Gesellschaft: Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. G. 3, Lichterfelde 1661. Bürostunden: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Kurt Gehlhoff, Berlin-Waidmannslust:
Herr Dr. Werner Schwerdtfeger, Ing. an der Gauss-Schule, Berlin N, Wichertstraße 54.

Seitens des Herrn Prof. Dr. M. Reich, Göttingen:
Herr Dr. phil. Heinz Kallmann, Berlin-Grunewald, Aspar Theißstraße 25.

Seitens des Herrn Dr. Hans Schulz, Berlin-Lichterfelde:
Herr Dr. Frenkel, c/o Light Radiators Ltd., Medway House, Old Cavendish Street, Cavendish S. Q. London W 1. England.
Herr T. Wolk, London SW 1, National Liberal Club, Whitehall Placo.

Seitens des Herrn Dr. Seiferheld, Neu-Rössen b. Merseburg:
Herr Dipl.-Ing. Bachert, Rössen b. Merseburg, Liebigstraße 12.
Herr Dr. Hörold, Rössen b. Merseburg, Liebigstr. 5.
Herr Dr. Krajewski, Rössen b. Merseburg, Industrietor 2.
Herr Dr. Saffert, Rössen b. Merseburg, Torplatz 10.
Herr Dipl-Ing. Weiss, Rössen b. Merseburg, Leibnitzstraße 36.
Herr Obering. Dr.-Ing. Wyszomirski, Rössen b. Merseburg, Uferstraße 3.
Herr Dr. Zschiesche, Rössen b. Merseburg, Torplatz 10.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. R. Swinne, Berlin-Steglitz:
Herr Dr. phil. Hermann von Siemens, Berlin-Wannsee, Kleine Seestraße 5.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Dr. W. Buchloh, Düsseldorf, Leopoldstraße 2, jetzt Leipzig, Plagwitzerstraße 9.
Herr Dr. Ragnar Holm, Charlottenburg, Königin-Luisestraße 2/3, jetzt Berlin-Siemensstadt, Rapsstraße 54.
Herr Erwin Kurz, Stuttgart, Heusteigstraße 40, jetzt Stuttgart, Zeppelinstraße 69.
Herr Dipl.-Ing. Kurt Landsmann, Berlin SW 61, Teltowerstraße 16, jetzt Berlin-Friedenau, Rubensstraße 51, Portal I.
Herr Dr. R. Milde, Neukölln, Pflügerstraße 1, jetzt Berlin-Wannsee, Waltharistraße 34.
Herr Prof. von Moellendorf, Berlin-Dahlem, Unter den Eichen 87, jetzt Berlin-Schlachtensee, Friedrich Wilhelmstraße 17.
Herr Prof. Dr. Julius Precht, Hannover, Luster Kirchweg 19, jetzt Hannover-Kleefeld, Sievertstraße 12.
Herr Dr. E. Schreiber, Charlottenburg, Knesebeckstr. 2, jetzt Berlin NW 87, Claudiusstraße 4 hpt. links.
Herr Dr. E. O. Seitz, Heidelberg, Albert Ueberlestraße 7, jetzt Berlin-Charlottenburg, Schloßstraße 50 II.
Herr Dipl.-Ing. Heinz Stümbke, Karlsruhe, Kaiserstr. 33, jetzt Braunschweig, Wendenstraße 6.
Herr Dr.-Ing. Horst Teichmann, Dresden-A. 16, Fürstenstraße 53, jetzt Dresden-A. 24, Bayreutherstraße 42.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Hessen

Vortrag am Dienstag, den 30. April 1929, im Hörsaal für angewandte Physik des Physikalischen Vereins, Frankfurt a. M.

Herr W. Rohn von der Heraeus-Vakuumschmelze A.-G., Hanau: „Technisches Vakuumschmelzen".

A. Bestelmeyer, Vorsitzender.

Deutsche Physikalische Gesellschaft zu Berlin

Sitzung am Freitag, dem 26. April 1929, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität

Herr K. F. Bonhoeffer: Experimente über Para- und Orthowasserstoff (nach gemeinsamen Versuchen mit mit Herrn P. Harteck).
Herr F. Simon: Festes Helium bei hohen Temperaturen (nach gemeinsamen Versuchen mit den Herren W. A. Edwards und M. Ruhemann).

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe

Sitzung am Dienstag, dem 14. Mai 1929, abends 8 Uhr, im großen Hörsaale des Chemisch-Technischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe

1. Geschäftliches.
2. Herr B. Schmelzle, Frankfurt a. M.: a) „Das Verhalten von Glühlampen in vollständig geschlossenen Geleuchten". b) „Bemerkenswerte Beispiele aus der praktischen Beleuchtungstechnik".

Der Vorstand.

Redaktionsschluß am 6. Mai 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Jubiläums-Heft

Zeitschrift für technische Physik

1929 Zehnter Jahrgang Nr. 6

INHALT

Zehn Jahre Deutsche Gesellschaft für technische Physik

Werner von Siemens, den wir zugleich mit Ernst Abbe als den größten technischen Physiker aller Zeiten verehren, schreibt in seinen Lebenserinnerungen aus der Zeit, in der er bei der Gründung der Physikalischen Gesellschaft mitwirkte, daß „die immer hoch angesehenen Träger der Wissenschaft es mit ihrer Würde nicht vereinbar hielten, ein persönliches Interesse für den technischen Fortschritt zu zeigen". In Parallele hierzu kann man sagen, daß die technische Physik in der Physikalischen Gesellschaft eine immer geringere Resonanz in der Zeit fand, in der nach Abschluß einer glänzenden, an Entdeckungen reichen Periode der Experimentalphysik sich das Interesse der Physiker mehr und mehr der durch die neueren Theorien befruchteten, zweifellos interessanten und erfolgreichen Forschung zuwandte. Mechanik, Thermodynamik, Optik und Elektrik wurden teils zum alten Eisen geworfen, teils den technischen Physikern überlassen. Dabei hatte deren Zahl ständig zugenommen, war ihr Wirkungskreis und ihre Wirkungsmöglichkeit immer größer geworden. Man war sich darüber klar, daß man in der Technik den Rahmen der Forschung in dem Maße erweitern müsse, wie sich die reine Physik im allgemeinen von Gebieten der klassischen Experimentalphysik abwandte. So wuchs die Bedeutung der technischen Physik in den beiden letzten Jahrzehnten in ungeahntem Maße, in Zusammenhang auch damit, daß sie an der Erforschung und Entwicklung neuer Gebiete (z. B. Schwingungstechnik, Röntgentechnik, Lichttechnik, Hochvakuumtechnik usw.) lebhaftesten Anteil nehmen konnte.

Was aber fehlte, das war die Möglichkeit des Gedankenaustausches, der beachteten Veröffentlichung, die Anerkennung der technischen Physik als eines besonderen, selbständigen Zweiges der Physik und die Berücksichtigung dieses bei der Ausbildung des Nachwuchses.

Die Deutsche Gesellschaft für technische Physik hat das Verdienst, hierin in den zehn Jahren ihres Bestehens einen grundlegenden Wandel geschaffen zu haben. Überraschend schnell hat sie sich entwickelt, fest gefügt steht ihr Bau, anerkannt ist ihre Bedeutung, große Erfolge waren ihr beschieden. Und wenn wir in Stolz hierauf das zehnjährige Bestehen unserer Gesellschaft festlich begehen, so tun wir es in dem Bewußtsein, daß wir alle, daß jeder einzelne hierzu beigetragen hat, die, welche vor zehn Jahren die Gesellschaft gründeten, und die, welche seither ihre treuen Mitglieder wurden.

Nach außen hin erweist sich die Wirksamkeit einer wissenschaftlichen Gesellschaft in solchen Dingen, die materiell und reell in der Öffentlichkeit in Erscheinung treten. Die auf diesen Gebieten gelegenen Erfolge unserer Gesellschaft sind offensichtlich. Gegründet wurde sie am 6. Juni 1919 in Berlin mit 125 Mitgliedern; die Zahl dieser stieg schnell bis zum Jahre 1924 auf 1700, um dann aus verschiedenen Gründen, nicht zuletzt wirtschaftlichen, zu sinken und nach einigen Pendelungen jetzt bei 1450 Mitgliedern, von denen zurzeit 450 ihren Wohnsitz in Groß-Berlin haben, sich wieder in aufsteigender Linie zu bewegen. Besonders wirkte zu der schnellen Entwicklung die große Zahl (12) der ins Leben gerufenen Ortsgruppen von Kiel bis Wien mit, die als Kristallisationszentren für viele dienten, denen der Anschluß an die technische Physik fehlte und Bedürfnis war.

Durchschnittlich 16 Sitzungen, überwiegend mit zusammenfassenden Vorträgen, wurden jährlich in Berlin, etwa drei bis fünf in den einzelnen Ortsgruppen abgehalten. Vermittelten diese den engeren Zusammenschluß der technischen Physiker Berlins bzw. der Ortsgruppen, so gestalteten die jährlichen Herbsttagungen im Rahmen des Physikertages bzw. der Naturforscherversammlung die Beziehungen zwischen den technischen Physikern im Reich unter sich und zwischen den deutschen und außerdeutschen Mitgliedern, besonders auch den deutsch-österreichischen, aufs herzlichste und führten gleichzeitig den gewünschten engeren Kontakt mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft herbei. Seit der Bonner Tagung im Jahre 1923 (ein besonderes Verdienst des Kollegen H. Konen) wurden die gemeinsamen Physikertagungen der beiden Schwestergesellschaften auch nicht mehr nach reiner und technischer Physik aufgeteilt. Und seit zwei Jahren werden die Sitzungen der beiden Berliner Hauptgruppen auf Anregung von W. Nernst gemeinsam angekündigt und zum Teil gemeinsam abgehalten, was sich bestens bewährt hat und eine Sitzung im Monat erspart.

Die Zeitschrift für technische Physik, die im ersten Jahre ihres Bestehens mit 40 Bogen Umfang noch recht schmal war, hat sich unter ihrem Schriftleiter W. Hort und ihren Herausgebern nach Umfang und vor allem nach Inhalt einen geachteten Platz erobert und einem bestehenden Mangel in der physikalischen Literatur abgeholfen. Ein besonderes Ruhmesblatt der Gesellschaft ist die Neuorganisation des physikalischen Berichtewesens: Das gesamte physikalische Referatewesen wurde in gemeinsamer Arbeit mit der Schwestergesellschaft unter der vortrefflichen Leitung unseres Ehrenmitgliedes K. Scheel zu den Physikalischen Berichten zusammengefaßt, die heute mit rund 10000 referierten Arbeiten und mit einem Umfang von 230 Bogen die physikalische Weltliteratur restlos umfassen und schnell an den Leser heranbringen.

Nachdrücklicher Wert wurde von Anfang an auf Verbesserung der Ausbildung unseres Nachwuchses und dessen Anpassung an die neuen Verhältnisse gelegt. Das Studium der technischen Physik wurde an allen deutschen und deutsch-österreichischen Hochschulen mit besonderen Lehrplänen und mit abschließendem Diplom-Ingenieur- und Doktor-Ingenieur-Examen dank der Bemühungen der Gesellschaft eingeführt. Besondere Verdienste haben sich hier H. Aumund, W. Hallwachs † und F. Krüger erworben. Der jetzt von den Hochschulen gelieferte Nachwuchs an technischen Physikern ist bestes Material. Aber auch die Universitäten trugen den geänderten Verhältnissen durch Errichtung von Lehrstühlen für technische Physik Rechnung. Ob die Ausbildung nach den spezielleren Lehrplänen der Hochschulen oder die allgemeinere Ausbildung auf den Universitäten für unseren Nachwuchs zweckentsprechender ist, kann hier unentschieden bleiben; jede hat ihre besonderen Vorzüge.

Viel wichtiger aber, als diese nach außen hin direkt in Erscheinung tretenden Erfolge sind jene ideellen, die die Gesellschaft indirekt ihrem Wirken, ihrer Tätigkeit auf den verschiedensten Gebieten, ihren Anregungen und dem Einzelwirken ihrer Mitglieder verdankt.

War es schon ein gewagtes Unternehmen, von technischer Physik (nicht von technischen Physikern, eine durch die Tätigkeit in der Technik und den technisch-physikalischen Instituten geprägte Kategorie von Physikern) als einem besonderen Zweig der Physik zu sprechen, so war es ungleich schwieriger, dem neuen Begriff das ihm zugehörige, ihn sofort für jedermann charakterisierende Kleid zu geben. Was verstehen wir unter „technischer Physik"? Wenn wir sie als die Anwendung physikalischer Erkenntnisse, Gesetze, Methoden auf Probleme der Technik definieren, so ist dies zu eng gefaßt. Denn es handelt sich gleichzeitig um eine andere Denkweise des Physikers, um eine besondere Form der Fragestellung wie der Durchführung der Untersuchung und Lösung. Nicht jeder Physiker ist geeignet, in der Technik erfolgreiche Arbeit zu leisten. Technisch-physikalisches Denken kann anerzogen werden, bei wenigen ist es angeboren. Vom technischen Physiker gilt dasselbe, was Werner von Siemens in seinen Lebenserinnerungen von sich sagt: „Der mir angeborene Trieb, erworbene wissenschaftliche Kenntnisse nicht schlummern zu lassen, sondern auch möglichst nützlich anzuwenden, führte mich immer wieder zur Technik zurück. Meine Liebe gehörte stets der Wissenschaft als solcher, während meine

Arbeit und Leistung meist auf dem Gebiet der Technik liegen."

Das beste Zeichen dafür, daß „technische Physik" ein fest umgrenzter Begriff geworden ist, ist wohl, daß dieser Begriff nicht nur den Physikern, sondern auch allen anderen Disziplinen etwas sagt, etwas gut Vorstellbares geworden ist; daß z. B. von Vertretern der Praxis auf der letzten Hochschultagung in Dresden (November 1928) Verstärkung der Vorbildung in „technischer Physik" für Ingenieure und Chemiker gefordert wurde.

Man hat häufig gesagt: Reine Physik ist (heute) die Atomphysik, die Physik der Raumstruktur, die der Strahlung, die Axiomatik, technische Physik die sozusagen alte Physik, die Mechanik, Thermodynamik, Optik, Elektrik, Schwingungsphysik. Es ist falsch, so weit zu gehen. Und wenn es wirklich so läge, dann wäre das noch viel falscher. Was heute ausschließliches Gebiet der reinen Physik ist, kann morgen zur technischen Physik gehören. Es besteht kein Zweifel, daß eines Tages beispielsweise die Atomphysik eine ungeheure Rolle in der Technik zu spielen berufen sein wird, deren Anfänge sich heute schon auf verschiedenen Gebieten der Technik deutlich abzeichnen. Aber davon abgesehen: Sind die Probleme und Erkenntnisse der Atomphysik (um bei diesem Beispiel zu bleiben) dem technischen Physiker nicht bekannt? Arbeitet er nicht mit ihnen, soweit er sie brauchen, d. h. anwenden kann? Käme das junge Gebiet der Stoffphysik heute ohne die Grundlagen der Atomphysik aus? Werden nicht in Laboratorien der Technik Forschungsarbeiten auf lange Sicht, ja ohne Sichtwechsel gemacht auf Gebieten, die nach obiger Einteilung ausschließliche Arbeitsgebiete der reinen Physik darstellten? Die ganze Physik gehört zum Rüstzeug des technischen Physikers, wobei manche Gebiete für ihn heute größere Bedeutung haben als andere. Und gibt es nicht auch „reine Physiker", Hochschullehrer, denen die Denkweise des technischen Physikers eigen ist, und die sich daher ebenso gerne mit der Anwendung physikalischer Erkenntnisse für Probleme der Technik befassen, bisweilen mit dem Erfolg, den Wechsel auf Sicht eines Tages der Technik präsentieren zu können?

In einigen Aufsätzen dieser Festschrift wird die Stellung der technischen Physik zu verschiedenen Zweigen der Technik behandelt. In allen spiegelt sich die Tatsache wider, daß die technische Physik eine wichtige und wesentliche Grundlage derselben geworden ist. Hier kann gesagt werden, daß das von ihr eroberte Feld noch gar nicht groß genug ist, trotz der neuen Gebiete, die über Elektrotechnik und Optik hinaus gewonnen wurden. Der technische Physiker ist kraft seiner besonderen Ausbildung, seiner umfassenden Kenntnisse berufen, in alle Zweige der Technik einzudringen und der Anwendung der Physik Boden zu bereiten, in denen nicht einfache maschinell-mechanische Fertigung oder primitivste Gewinnung oder Produktion in Frage kommen. Auf diesem Wege wird sie unaufhaltsam fortschreiten. Natürlich bringt das eine Vielseitigkeit, eine Buntheit des bearbeiteten Materials mit sich, die von keiner andern Disziplin erreicht wird. Umso mehr muß man auf die breite Basis der Ausbildung und Kenntnisse des technischen Physikers hinzielen, umso mehr muß man das Spezialistentum bekämpfen. Und aus den gleichen Gesichtspunkten ermahnen wir auch den Nachwuchs immer wieder, einerseits weitgehenden Gebrauch zu machen von der durch die allgemeinen zusammenfassenden Berichte gebotenen Möglichkeit, auf allen Gebieten der technischen Physik auf dem Laufenden zu bleiben, andererseits auch ständig die Entwicklung der reinen Physik zu verfolgen. „Unsere Liebe gelte der Wissenschaft als solcher, unsere Arbeit der Technik!"

Zwei große, in ihrer volkswirtschaftlichen oder technischen Bedeutung wichtigste Gebiete verdanken schlechthin ihr Entstehen und ihre glänzende Entwicklung der technischen Physik: Die Optik und die Elektrotechnik. Und in neuerer Zeit kamen Schwingungs-, Licht- und Röntgentechnik als überwiegend technisch-physikalische Industrien dazu. Aber wenn die „chemische Industrie" ihr Entstehen der Chemie verdankt, warum spricht man nicht in analoger Weise von „physikalischer Industrie"? Hier hat die Physik, sei es aus Großzügigkeit, sei es aus Nachlässigkeit, einen fundamentalen, nie wieder gutzumachenden Fehler begangen: Sie hat jene Gebiete abgezweigt, dann das Interesse und damit den Kontakt mit ihnen verloren, so daß sie ihrerseits selbständig wurden und ihre Verwandtschaft zur Physik vergaßen. Auch in dieser Hinsicht hat die Deutsche Gesellschaft für technische Physik sich Verdienste erworben, indem sie in gewissem Umfange diesen Kontakt wieder hergestellt, zum mindesten Tuchfühlung genommen hat, und zwar nach beiden Seiten: Nach der Technik und nach der reinen Physik. So ist auch zu hoffen, daß auf diese Weise unsere Gesellschaft unentbehrliches Bindeglied wird, und daß auf jeder Seite das Interesse für die andere wieder geweckt wird.

Wenn wir so nach allen Richtungen Erfolge sehen, so möchte man meinen, es genüge, auf dem beschrittenen, bei der Gründung der Gesellschaft als Programm gekennzeichneten Weg fortzufahren, damit sich alles zur Zufriedenheit entwickelt. Und doch kann der, dem die Physik als Wissenschaft und Lebensberuf ans Herz gewachsen ist, eine gewisse Sorge nicht unterdrücken, dürfen wir uns nicht versagen, auch heute, bei

Beginn des zweiten Dezenniums, neue Forderungen zu stellen, deren Erfüllung das kommende Jahrzehnt bringen muß.

Denn darüber muß man sich klar sein: Die Physik steht, wie beispielsweise zur Zeit der Abzweigung der Elektrotecknik, auch heute wieder an einem Scheidewege. Zahlreiche weitere, zweifellos zur Physik gehörende Zweige sind inzwischen durch Vernachlässigung der Physik entglitten und selbständige Disziplinen geworden: Beispiele sind die Mechanik, Hydro- und Aeromechanik, Schwingungslehre, Akustik usw. Treffend bestätigt dies E. Waetzmann in einem Aufsatz „Moderne Probleme der Akustik", wenn er schreibt: „Infolge der Gleichgültigkeit der Physiker gegenüber den Problemen der Akustik ging die Verbindung mit den übrigen Teilen der Physik verloren, und es konnte so weit kommen, daß die Akustik im wesentlichen der Physiologie und nicht mehr der reinen Physik zugerechnet wurde". Wie viele Gebiete gingen auf diese Weise der reinen Physik „durch Gleichgültigkeit" verloren? Und gerade seitens der technischen Physik wurden aus den Anforderungen der Technik heraus wichtige, brennende Probleme, wie z. B. das der Raumakustik, wieder der physikalischen Behandlung mit Erfolg zugeführt! Dieses Beispiel könnte man beliebig oft und auf beliebigen Gebieten wiederholen. Erwähnt sei hier nur, daß das von der Physik — auch bisher von der technischen, wenngleich hier erfolgreiche Ansätze vorliegen — am meisten vernachlässigte Gebiet das der Wärmetechnik ist, das heute fast vollständig den Ingenieuren überlassen ist, das aber eine solche Fülle von Problemen verschiedenster Art für den Physiker bietet und für unsere Volkswirtschaft so enorm wichtig ist, daß man fast wünschen möchte, die Physik möchte sich einmal ein Jahrzehnt lang so ausschließlich und so intensiv mit ihm beschäftigen wie etwa mit der Atomphysik. Solange wir an unseren Universitäten und Hochschulen überwiegend Forschungsstätten für reine Physik haben, müssen sich diese daran erinnern, daß es außer den modernen Gebieten der Physik eine große Zahl vernachlässigter gibt, deren neuerliche Bearbeitung dringend notwendig geworden ist. Die andere Konsequenz wäre die, daß der Ausbau von Instituten für technische Physik stark gefördert würde — woran wohl für die nächste Zukunft aus bekannten Gründen kaum zu denken ist —, oder daß die Technik sich selbst hilft, einmal durch Erweiterung ihrer eigenen Laboratorien und deren Wirkungskreis, sodann durch Übergang dieser Gebiete an die Ingenieurwissenschaften. Die notwendige Folge wäre eine weitere Entfremdung zwischen reiner Physik und Technik und zugleich eine stärkere Anlehnung der technischen Physik nach der Seite der Ingenieurwissenschaften.

Und hierbei stoßen wir sogleich auf die zweite wichtige Forderung, die mit der für die Zukunft der technischen Physik wichtigsten Frage zusammenhängt, und die die Ausbildung unseres Nachwuchses betrifft: An den Hochschulen wie Universitäten muß, mehr als bisher, technische Physik gelehrt werden. Es muß anerkannt werden, daß heute viele Physiklehrer in ihren Vorlesungen weitgehende Rürksicht auf technische Anwendungen der Physik nehmen. Solange aber aus naheliegenden Gründen Physik an den Universitäten gleichzeitig für Mediziner, Chemiker, künftige Oberlehrer und schließlich auch für Physiker, an den Hochschulen für Bauingenieure und Architekten, Maschinen- und Elektroingenieure, Chemiker und schließlich auch für technische Physiker gelesen wird, müssen die Physikstudenten zu kurz kommen. Auch die wenigen Spezialvorlesungen helfen darüber nicht hinweg. Wohl gibt es einige Institute für technische Physik, hat man sich mit Lehraufträgen hierfür beholfen. Aber das ist nur ein Tropfen auf den heißen Stein, und vielfach erschöpft sich auch die so gelehrte technische Physik in Vorlesungen über ein Spezialgebiet. Es gibt nur eine Lösung: Auf die allgemeine Vorlesung für Physik muß eine solche für technische Physik aufgebaut werden, die in drei bis vier Semestern das lehrt, was wir heute unter technischer Physik verstehen. Das ist keine Konkurrenz zur Physik, sondern folgerichtiger Ausbau. Man wende nicht ein, daß die bisherige Ausbildung der Physiker für die Technik genügte: Es sind immer Ausgewählte gewesen, bei denen dies der Fall war. Und die Technik der Zukunft, gerade die deutsche Technik mit ihren ständig erschwerten wirtschaftlichen Bedingungen, wird und muß höhere Anforderungen stellen als bisher. Sie wird es sich immer weniger leisten können, selbst jahrelange Zeit und Mühe auf die Heranbildung erstklassiger, technischer Physiker zu verwenden. Folgt die Physik dieser Entwicklung nicht, so besteht die Gefahr, daß sie wieder einmal ein ganzes großes und wichtiges Gebiet absplittert und für immer verliert. Oder sollen wir technischen Physiker solche Entwicklung wünschen? Nein, denn wir sind vor allem Physiker und wollen Physiker bleiben. Aber maßgeblich ist für uns die Kenntnis der sichtbaren Dinge, nicht das Wissen über sie. Aus diesem Gesichtspunkte betrachte man auch die praktischen Übungen, fange nicht mit der Physik Adams an, sondern führe den Studierenden gleich in die moderne Anwendung der Physik ein, mit modernen Hilfsmitteln und Aufgaben.

Es ist eine Genugtuung für uns, daß der Vertreter der reinen Physik, der Herr Vorsitzende unserer Schwestergesellschaft, der in dieser Festschrift das Wort ergriffen hat, den gleichen Stand-

punkt vertritt. Und das zeigt auch gleichzeitig, welcher Umschwung während dieser zehn Jahre in dem Verhältnis der technischen Physik zur reinen Physik eingetreten ist: Was am 6. Juni 1919 als überflüssige, zum Mißerfolg verurteilte Revolution angesehen wurde, ist zur folgerichtigen, sich weiter in die Zukunft auswirkenden Evolution geworden. Dachte man damals nur an das „getrennte Marschieren", so folgte die Entwicklung zum „vereinten Schlagen". Hat die reine Physik verschwenderisch und wiederholt die Technik angeregt, ihr neue Gebiete erschlossen, so kann jetzt die technische Physik diesem zufälligen Ausstreuen von Gaben Ziel und Weg weisen. Gibt die reine Physik den technischen Physikern ständig neue Gesichtspunkte, so wirken die Ergebnisse der Arbeit der technischen Physik in steigendem Maße anregend auf viele reine Physiker. Auf beiden Seiten ist Verständnis für einander das Ergebnis der klaren Einsicht und Verständigung zuerst einzelner, dann fortschreitender Erkenntnis nnd Achtung ganz allgemein geworden. Die Deutsche Gesellschaft für technische Physik ist heute weder aus den technischen Wissenschaften noch aus der Physik fortzudenken. Und auf dieser Basis der Gleichberechtigung, die wir uns schnell errungen haben, konnte das gute Verhältnis zu unserer Schwestergesellschaft, wie oben geschildert, nach Überwindung erster Schwierigkeiten gedeihen und sich festigen.

Dem wiedergewonnenen, gesteigerten Ansehen der technischen Physik ist es auch in erster Linie zu verdanken, wenn einer anderen programmatischen Forderung unserer Gesellschaft Erfolg beschieden war, nämlich nach weitergehendem Austausch von technischen und reinen Physikern. Sind viele reine Physiker zur Technik übergegangen, so zeugen verschiedene Berufungen technischer Physiker davon, welche Beachtung man heute technisch-physikalischer Arbeit und Ausbildung in den Reihen der reinen Physik entgegenbringt.

Wenn Erfolg beweisend ist, so hat die Deutsche Gesellschaft für technische Physik den Beweis für die Notwendigkeit ihrer Gründung gebracht, mit der eine lange übersehene, aber tatsächlich bestehende Lücke ausgefüllt wurde.

Bei dem Stolz, den wir hierüber empfinden, dürfen wir jedoch nicht jener vergessen, die uns in schwerer Zeit die praktische Möglichkeit des Schaffens gaben, die neben dem Idealismus des einzelnen nun einmal in der Welt der Realitäten von Bedeutung ist.

Gedenken wir in erster Reihe unseres verehrten, zu früh dahingegangenen Wilhelm von Siemens, der der Gesellschaft bei ihrer Gründung größtes Interesse entgegenbrachte, eines ihrer ersten Mitglieder wurde, und dessen großzügige Freigiebigkeit der anfangs sehr kleinen Gesellschaft ermöglichte, sofort sich weite und wichtige Ziele zu stecken und an den Ausbau der beiden ins Auge gefaßten Zeitschriften zu gehen. Erinnern wir uns heute dankbar der Unterstützung, die wir stets bei den uns befreundeten Firmen, wie dem Siemens-Konzern, der AEG, der Osram, der Telefunken-Gesellschaft, bei Goerz und Zeiss, bei der I. G. Farbenindustrie und auch bei der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft fanden. Vergessen wir nicht, daß die Verleger Johann Ambrosius Barth und Friedrich Vieweg & Söhne mit uns an der Ausgestaltung der Zeitschrift für technische Physik und der Physikalischen Berichte gearbeitet und in den ersten Jahren auch Opfer hierfür gebracht haben. Und danken wir all denen, die sich freiwillig in den Dienst der Sache gestellt haben, die keine Zeit und Mühe gescheut haben, um dem guten Gedanken zum Erfolg zu verhelfen! Auch unserer Gesellschaft brachten Inflation und wirtschaftliche Depression Gefahren und Sorgen. Wenn wir heute mit größerem Vertrauen in die Zukunft blicken können, als vor zehn Jahren, so verdanken wir es neben dem inneren Wert der Gesellschaft der tatkräftigen Mitarbeit jedes einzelnen, der am großen Werke mitarbeitete.

Bedeuten die ersten zehn Jahre eines Menschenlebens wenig, so bedeuten sie alles im Leben einer Gesellschaft: In dieser kurzen Zeitspanne hat sie zu erweisen, welcher Kern in ihr steckt, ob der Gedanke, der zu ihrer Gründung führte, richtig war, ob sie ihren Platz ausfüllt, ob sie lebenskräftig ist. Können wir dies für unsere Gesellschaft mit Freude und Stolz bejahen, dann können wir getrost in das zweite Dezennium eintreten mit der Zuversicht, daß unserer Arbeit weiterer Erfolg beschieden sein wird. Und dafür sprechen auch alle Umstände und Zeitverhältnisse. Die deutsche Technik verdankt ihren unvergleichlichen Aufstieg dem Umstande, daß sie stets auf wissenschaftlicher Grundlage aufbaute. Die Zeiten haben sich geändert, der Kampf ums Dasein ist für die deutsche Technik schwerer geworden. Auch das Ausland, das so viel geistige und wissenschaftliche Anregung von Deutschland erhalten hat, hat die Hände nicht in den Schoß gelegt, hat den Wert wissenschaftlicher Arbeit in der Technik erkannt und große Fortschritte gerade auf dem Gebiet der technischen Physik gemacht. Auf schmaler Rohstoffbasis, wirtschaftlich eingeengt, kann die deutsche Technik nichts Besseres tun, als den Wert ihrer Erzeugnisse durch Verfeinerung, durch Ausnutzung aller Möglichkeiten, die wissenschaftliche Erkenntnis bietet, durch Verwertung und Vergütung der Werkstoffe und Energien bis in alle Einzelheiten ständig zu steigern, um so sich einen Vorsprung zu wahren, den die Anwen-

dung wissenschaftlicher Methoden und wissenschaftliche Tradition verbürgen. Je größer die Schwierigkeit, um so sicherer der Erfolg. Man denke z. B. an die Fortschritte, die die Flugtechnik den ihr auferlegten einengenden Bedingungen verdankt, die dem Druck der Behinderung den Gegendruck der Geistesarbeit ihrer Wissenschaftler und Ingenieure entgegensetzte und damit eine unvergleichliche, kaum für möglich gehaltene Steigerung ihrer technischen Leistungen erzielte. Hunderte von Beispielen ließen sich dafür aufführen, daß es nicht auf die Mittel, die Apparate, sondern auf die Männer, die Gehirne, ankommt.

Und gerade für uns, die technischen Physiker, gelten die Worte Werner von Siemens heute genau so, wie vor 50 Jahren, daß er „durch seine Tätigkeit zu der Überzeugung kam, daß naturwissenschaftliche Kenntnisse und wissenschaftliche Forschungsmethoden berufen wären, die Technik zu einer noch gar nicht zu übersehenden Leistungsfähigkeit zu entwickeln". Der Entwicklung und Leistungsteigerung der Technik, der immer stärkeren Durchdringung der Technik mit wissenschaftlichem Geist, der Förderung der Wissenschaft, gleichgültig, ob zu kurzfristiger Anwendung oder zu langfristigem Ausbau, der Sorge für die Zukunft unseres Nachwuchses, für das Blühen deutscher Tecknik und das Wohl unseres Vaterlandes und der ganzen Menschheit gelte weiterhin unsere Arbeit! G. Gehlhoff.

Die Beziehungen zwischen theoretischer und technischer Physik

Von E. Warburg, Berlin

1. Die Veranlassung, aus welcher vor 10 Jahren die Deutsche Gesellschaft für technische Physik gegründet wurde, war dadurch gegeben, daß nach einer Periode glänzender Entwicklung der Experimental-Physik, die etwa mit dem Jahre 1910 abschloß, in der Deutschen physikalischen Gesellschaft das Interesse überwiegend der theoretischen Physik sich zuwandte, so daß für die Experimental-Physik und besonders auch für die technische Physik immer weniger Raum blieb. Wie zeitgemäß die Gründung der neuen Gesellschaft war, hat der Erfolg gezeigt. Die Zahl der Mitglieder ist heute etwa 1450; die junge Gesellschaft hat die Deutsche physikalische Gesellschaft überflügelt. Auch die Entwicklung der Zeitschrift für technische Physik gibt ein Bild der Entwicklung der Gesellschaft. Man muß also daraus schließen, daß zwei Gesellschaften nötig sind.

2. Es soll mit dem Obigen nicht gesagt sein, daß die theoretische Physik für die technische Physik keine Rolle spiele. Betrachten wir als Beispiel für eine Aufgabe der technischen Physik die scharfe Einstellung einer Wechselspannung auf eine bestimmte Frequenz. Dabei wird bekanntlich ein Quarzstäbchen, auf das man die einzustellende Wechselspannung wirken läßt, durch den inversen piezoelektrischen Effekt in Longitudinalschwingungen versetzt, in lebhafte aber nur bei Resonanz, d. h. wenn die Frequenz der Wechselspannung mit der Frequenz eines Longitudinaleigentons des Stäbchens übereinstimmt. Stellt man also die Frequenz der Wechselspannung auf Resonanz ein, was scharf und bequem geschehen kann, so hat man auf die Frequenz eines Longitudinaleigentons des Stäbchens eingestellt, die letztere aber, d. h. die Frequenz, auf welche man eingestellt hat, muß besonders bestimmt werden. Diese wichtige Aufgabe aber kann durch die Theorie gefördert werden, indem diese die Eigenfrequenzen aus den Dimensionen des Stäbchens zu berechnen lehrt.

Sofern nun hiernach die theoretische Physik auch für die technische Physik Interesse hat, mag es an dieser Stelle am Platze sein, die verschiedenen Methoden der theoretischen Physik zu besprechen.

3. In seiner Rede zum Gedächtnis an Gustav Magnus beschränkt Helmholtz die Aufgabe der theoretischen Physik darauf, die „Gesetze der Volumelemente" zu finden. Es heißt dort: „Man hat begriffen, daß auch die mathematische Physik eine reine Erfahrungswissenschaft ist, daß sie keine anderen Prinzipien zu befolgen hat als die experimentelle Physik. Unmittelbar in der Natur finden wir nur ausgedehnte, mannigfach gestaltete und zusammengesetzte Körper vor uns; nur an solchen können wir unsere Beobachtungen und Versuche machen. Deren Wirkungen sind zusammengesetzt aus den Wirkungen, welche alle ihre Teile zu der Summe des Ganzen beitragen, und wenn wir also die einfachsten und allgemeinsten Wirkungsgesetze kennen lernen wollen, diese Gesetze namentlich befreien wollen von der Form, Größe und Lage der aufeinander wirkenden Körper, so müssen wie zurückgehen auf die Wirkungsgesetze der kleinsten Volumteile, der Volumelemente; diese Wirkungsgesetze sind auf dem Wege der Erfahrung zu finden".

Die Schlüsse, welche man aus den Wirkungsgesetzen der Volumelemente ziehen kann, sind kaum weniger sicher als unmittelbar beobachtete.

Ein Beispiel hierfür ist die Ableitung der Gesetze der Wirbelbewegungen aus den hydrodynamischen Gleichungen durch Helmholtz. Auch das Gesetz von Kirchhoff über die Beziehung zwischen Emission und Absorption der Strahlung ist aus Tatsachen abgeleitet.

4. Am angeführten Orte erklärt sich Helmholtz gegen das Streben, aus rein hypothetischen Annahmen über den Atombau der Körper die Grundlagen der theoretischen Physik herzuleiten.

Wie dem auch sein mag, so scheint doch Helmholtz die Aufgabe der theoretischen Physik etwas zu eng zu fassen; auf dem von ihm eingenommenen Standpunkt wäre auch die Undulationstheorie des Lichts prinzipiell abzulehnen, deren Grundlagen nicht Tatsachen, sondern hypothetische Annahmen sind. Die Folgerungen aus solchen Annahmen sind natürlich keineswegs gesichert, auch dann nicht, wenn die Folgerungen sich an bekannten Tatsachen bestätigen, da man auf Widersprüche gegen andere Tatsachen gefaßt sein muß. So hat sich in der Tat gezeigt, daß die Undulationstheorie, welche zeitweise die Erscheinungen des Lichts zu decken schien, für die Emission und Absorption des Lichts zu erfahrungswidrigen Folgerungen führt. Ähnlich ist es anderen Theorien ergangen, und so konnte Born (Die Naturwissenschaften 1929, S. 109, Heft 7) sagen: „Das Wachsen, Gelten und Fallen von Theorien geschieht tagtäglich, und was heute wertvolle Erkenntnis ist, ist morgen schon Plunder, kaum eines historischen Rückblicks wert. Da liegt nun die Frage nahe: Welchen Wert haben denn überhaupt die Theorien?" Ich möchte diese Frage dahin beantworten, daß die Fragestellungen, welche sich aus den Theorien ergaben, vielfach zur Entdeckung neuer Tatsachen geführt haben. In der Tat ist das in neuester Zeit so überaus bedeutende Wachsen gesicherter Erkenntnisse großenteils der Anwendung von Theorien zu verdanken.

5. Dieser Erfolg der theoretischen Physik darf aber nicht dazu führen, daß man das Experiment vernachlässigt, und es ist daran festzuhalten, daß nicht die Theorien, sondern die Erkenntnis der Tatsachen den unvergänglichen Teil der physikalischen Wissenschaft bildet.

(Eingegangen am 24. April 1929)

Die Einwirkung der technischen Physik auf die reine Physik

Von H. Konen, Bonn

Es ist bemerkenswert, daß der Prozeß der Differenzierung, der auf anderen Gebieten der Naturwissenschaften und der Mathematik bereits vor Jahrzehnten in die Erscheinung getreten ist, in der Physik erst nach dem Kriege zu einer Selbständigmachung der technischen Physik geführt hat. Während die angewandte Mathematik, die technische Chemie und andere Zweige der Wissenschaften, die hier ins Auge zu fassen sind, schon vor Jahrzehnten sich emanzipiert haben, liegt die Gründung der Gesellschaft für technische Physik, die im Verein mit dem Erscheinungsbeginn der Zeitschrift für technische Physik als äußeres Merkzeichen der stattgehabten Zellteilung anzusehen ist, erst zwei Lustren zurück. Es muß offen zugegeben werden, daß die Neugründung, die auf den ersten Blick wie eine Spaltung aussehen konnte, keineswegs in allen Kreisen der deutschen physikalischen Gesellschaft mit Freude begrüßt worden ist. Auch diese Erscheinung hatte geschichtliche Vorgänger, auf die hinzuweisen genügen kann. Dennoch war die Differenzierung der technischen Physik vor 10 Jahren weder völlig neu, noch ist sie heute in ihren Auswirkungen abgeschlossen. Die Entwicklung dieses Vorganges ist es, die mehr noch als Einzelprobleme oder methodische Fragen durch sich selbst die stärkste Auswirkung auf die neuere Physik ausgeübt hat. Denn eine begriffliche Scheidung zwischen reiner und technischer Physik ist in Strenge wohl ebenso wenig möglich wie zwischen reiner und angewandter Mathematik und auch gar nicht praktisch durchgeführt worden. Ein Blick auf die Inhaltsverzeichnisse der Zeitschriften beider Richtungen zeigt dies. Die stärkste Scheidung liegt in den Personen und zum Teil in den Methoden. Seit Helmholtz und Hertz ist kaum noch ein Physiker aufgestanden, der die theoretische und experimentelle Seite seiner Wissenschaft mit gleicher Vollkommenheit beherrschte. Talent und Neigung entschieden über die Richtung, die die Spezialisierung der einzelnen nahm. So gehört die Scheidung der Lehrstühle in theoretische und experimentelle bereits zu den historischen Tatsachen, obgleich auch hier eine scharfe begriffliche Scheidung nicht möglich ist. Seitdem nach der Gründung des deutschen Reiches die Physikalisch-Technische Reichsanstalt geschaffen wurde, war die technische Physik gleichsam gesetzlich anerkannt. Mit dem Aufschwung der Industrie im neuen Reich, die in steigendem Maße genötigt war, die Hilfe der wissenschaftlichen Physiker heranzuziehen, mit der rasch eintretenden Unmöglichkeit, in dem Hirne eines Physikers das zu vereinigen, was die Technik forderte und bot, mit dem, was der immer höher gehende Flug der reinen Physik beanspruchte, enstanden Männer von höchstem Range, deren Differenzierung im Sinne ihrer spezifischen Begabung nach der dritten Seite, der Seite der Technik, ging. Die Kriegszeit und die Lage am Schlusse des Krieges haben katalytisch mitgewirkt. Auch war gewiß nicht ohne Einfluß die überwiegende Neigung der Nachkriegsphysiker zu Problemen, die der Technik ferner liegen, wie die Struktur des Raumes, die Atomphysik, die Axiomatik. Entscheidend aber war die Tatsache, daß vor 10 Jahren bereits eine stattliche Phalanx von technischen Physikern in Deutschland vorhanden war, die an den verschiedensten Stellen in der Industrie, an Hochschulen und Laboratorien in engster Fühlung mit der Werte schaffenden Technik, ähnlich wie die in der chemischen Industrie tätigen Chemiker,

eigene Wege gingen und Anspruch auf Anerkennung erhoben. Daß die Technik an sich der reinen Physik immer neue Aufgaben stellt und sie in der gleichen Weise befruchtet, wie umgekehrt jede rein physikalische Entdeckung zum Ausgangspunkt einer technischen Entwicklung werden kann, ist so selbstverständlich, daß es hier gar nicht ausgeführt werden darf. Die Physik ist ursprünglich von der Technik ausgegangen, und sie wird stets mit ihr in Verbindung bleiben müssen. Nur sind die Verbindungsflächen viel größer geworden, als sie jemals zuvor waren. Nicht nur die Mechanik, die Hydrodynamik, die Schwachstromtechnik, die Technik der elektrischen Schwingungen, die optische Industrie usw., kurz, die klassischen Anwendungsgebiete der Physik liefern diese Probleme. Auch die chemische Technik, einst selbstzufrieden, stellt direkt oder durch Vermittlung der physikalischen Chemie täglich neue physikalische Fragen und fordert technische Physiker an. Das Inhaltsverzeichnis der zehn ersten Bände der Zeitschrift für technische Physik illustriert das Gesagte besser, als lange Ausführungen. So steigt der Bedarf an Physikern mit technischer Ausbildung, Begabung und Neigung. Damit verbreitert sich auch die Basis der technischen Physik selbst. Es mag sein, daß diese in den Kreisen der reinen Physiker nicht immer in ihrer Bedeutung und Eigenart voll erkannt worden ist. Wie der Philosoph leicht auf den Naturwissenschaftler, der reine Theoretiker auf den Experimentator, so schaut der reine Physiker leicht auf die technische Anwendung. Wirtschaftlicher Ertrag und Selbsteinschätzung fallen in entgegengesetzten Richtungen ab. Dergleichen Erscheinungen müssen überwunden werden. An unseren Forschungsstellen vor allem müssen die Gedanken von Werner von Siemens lebendig bleiben, die er in der Denkschrift zur Gründung der P.T.R. niedergelegt hat. Nicht minder gilt dies von unseren technischen Hochschulen und Universitäten. Einmal ist in der deutschen Wissenschaftspolitik der Fehler gemacht worden, mit der völligen Trennung der technischen Hochschulen und Universitäten Wirkungen abzuschneiden, die beide Teile nicht entbehren können. Der Fehler ist von allen Einsichtigen erkannt und darf nicht wiederholt werden. Wir werden in Zukunft die technische Physik als regelmäßiges Bildungselement nicht nur der Physiker, sondern auch der zukünftigen Lehrer an keiner Hochschule entbehren können. Aus diesem Grunde wird man daran gehen müssen, allmählich und in gleicher Weise wie für theoretische Physik, auch für technische Physik allenthalben Lehrstühle und, wenn möglich, Laboratorien zu schaffen. Das wird nicht auf einen Schlag gelingen. Man wird sich zunächst an vielen Stellen mit Lehraufträgen und anderen Aushilfen begnügen müssen. Allein das Ziel muß mit allen Kräften angestrebt werden. Andererseits wird es nicht angängig sein, die technische Physik den technischen Hochschulen allein zu überlassen, will man nicht auf die unentbehrliche Rückwirkung der technischen Physik auf die reine Physik verzichten. Die technische Physik als dritte im Bunde wird das heilsame Gleichgewicht herstellen und die oft vermißte Brücke zum Leben, zur Praxis, zur Technik bilden. Als Vorbild einer solchen Entente kann das Verhältnis der beiden physikalischen Schwesterorganisationen dienen. In ihren Vorständen, Organisationen und Statuten getrennt, marschieren sie in Wirklichkeit einig. Einig in der großen Zahl der Mitglieder, die beiden gemeinsam sind, einig in der Verfolgung gemeinsamer wissenschaftlicher Ziele, einig in der Herausgabe gemeinsamer Zeitschriften, einig in der gemeinsamen Veranstaltung wissenschaftlicher Tagungen, einig endlich auch in der neidlosen Anerkennung der gegenseitigen Leistungen und Eigenart. Daß es stets so bleiben möge im Interesse der einen physikalischen Wissenschaft, ist der Wunsch der deutschen physikalischen Gesellschaft.

(Eingegangen am 17. April 1929)

Technische Physik in Österreich

Von F. Aigner, Wien

Österreich ist nach dem Kriege ein sehr kleiner und außerordentlich rohstoffarmer Staat geworden. Die fabrikatorische Tätigkeit eines derartigen Landes kann sich im allgemeinen erfolgreich nur in Industriezweigen betätigen, in denen das Rohmaterial in der Preisstellung der Fertigware nicht nur keine ausschlaggebende, sondern praktisch überhaupt keine Rolle spielt; die aufs Qualitative gerichtete Arbeitsweise muß preisbestimmend für den betreffenden Artikel sein. Diese Voraussetzungen treffen in hervorragender Weise in den physikalischen Industrien zu. Bei keinen anderen Erzeugnissen der Industrie verschwindet der Wert des Materials so sehr hinter der im Erzeugnis aufgespeicherten geistigen und manuellen Arbeit. Die Schweiz mit ihrer Uhrenindustrie bietet ein Beispiel, wie ein an Naturschätzen armes Land durch Erringen und Erhalten einer Monopolstellung auf feinmechanischem Gebiete seine Handelsbilanz zu heben vermag.

Eine einzige physikalische Erfindung wie das Telephon, der Kinematograph, das Röntgenrohr, die Braunsche Schaltung, das Elektronenrohr, kann für die Wirtschaft eines Landes von größter Bedeutung werden, wenn die Voraussetzungen gegeben sind, die rechtzeitig die industrielle



Dr W. Siemens



Auswertung einer solchen Erfindung ermöglichen, die die Konkurrenz im Schach hält. Und diese Voraussetzungen sind nur zum kleinsten Teile materieller Natur. Vielmehr bedarf es in erster Linie fähiger Köpfe, welche die Erfindung früher als andere in diejenige Form zu bringen verstehen, die am wirkungsvollsten oder am betriebsichersten ist, kurz welche der Erfindung die größte Verbreitung sichern.

Diese Gedankengänge wurden im alten Österreich offenbar kaum erwogen, und wenn schon, nicht realisiert. Denn hätten seinerzeit die theoretischen Leistungen Petzvals, der als erster brauchbare photographische Objekte berechnete, und das technische Können Plössls, der in Wien Fernrohre herstellte, die eine Zeitlang das Beste in der Fernoptik bedeuteten, Schule gemacht, so würden wir heute die optische Industrie, um die Deutschland von der ganzen Welt beneidet wird, in unserem Lande als hohen Aktivposten erhalten haben.

Österreich ist auch auf anderen Gebieten ein Land großer Erfindungen der physikalischen Technik. Ein Beispiel ist die in Wien durch R. v. Lieben erfundene Verstärkerröhre, der die Radio-Telegraphie und -Telephonie sowie die moderne Fernsprechtechnik ihren Siegeszug durch die Welt verdankt. Auch die Rückkopplung als Basis des Röhrensenders ist eine Wiener Erfindung. Wenig bekannt dürfte die Tatsache sein, daß das erste „Broadcasting", das überhaupt auf der Erde stattgefunden hat, im Jahre 1904 von O. Nussbaumer in Graz durchgeführt wurde. Auch der thorierte Wolframfaden ist eine österreichische Erfindung von A. Lederer.

Diese Beispiele ließen sich noch auf manchen anderen Gebieten fortsetzen. Unser Volksstamm besitzt eben mancherlei spezifische Begabung, so auch solche auf dem Gebiete der Physik. Es ist unmöglich ein Zufall, daß Männer wie Doppler, Loschmidt, Stefan und Boltzmann gerade in Österreich geboren sind. Der Grund, warum trotzdem in Österreich die physikalische Industrie klein ist, mag unter anderem auch wohl der sein, daß dem Österreicher bis vor kurzem das Studium der Physik wie das der Mathematik und der Naturwissenschaften fast verschlossen war, wenn er nicht vom Gymnasium kam. Der Realschüler, der diese Wissenschaften studieren wollte, mußte ein Jahr dem Studium des Latein widmen, ehe er ordnungsgemäß an der Universität studieren konnte. Und da die Neigung zu mathematisch-physikalischen Studien wohl nur in den seltensten Fällen mit Vorliebe zum Studium klassischer Sprachen vereint ist, ging da sicher manches Talent verloren. Denn an den technischen Hochschulen Österreichs wurde, wie auch anderweitig bis noch vor nicht allzulanger Zeit, Physik bloß als Hilfswissenschaft, als vorbereitende Disziplin, nicht aber als selbständiges Fach betrieben — man muß sagen, überraschenderweise; denn man sollte meinen, daß der Physik, in der schließlich alle Ingenieurwissenschaften wurzeln, auch an den technischen Hochschulen von jeher eine Pflegestätte gebührt hätte. Sie ist da doch weit wichtiger als an den Universitäten.

Waren nun auch die Erfahrungen mit den an den Universitäten ausgebildeten Physikern in der Praxis gute, so wurde trotzdem aus den Kreisen der Industrie, vor allem aber auch aus den Kreisen der in der Industrie tätigen Universitätsphysiker selbst immer öfter und dringender der Ruf laut nach einer ihrem Beruf angepaßteren, ihren Bedürfnissen entgegenkommenderen Ausbildung. Und in der Tat! Der Unterricht in Physik ist, von den Medizinern und Pharmazeuten abgesehen, an den Universitäten auf die Lehramtskandidaten zugeschnitten. Darüber hinaus wird einer beschränkten Zahl von Hörern die Möglichkeit geboten, sich durch Ausarbeitung einer Dissertation in einer bestimmten Richtung wissenschaftlich zu vertiefen und bis zur Grenze vorzudringen, wo die Forschung sich im unbekannten Neuland der Erfahrung eben verliert. Doch muß zugegeben werden, daß von Vielem nichts gehört wird, was der technische Physiker so notwendig braucht. Wohl wird die elektromagnetische Lichttheorie gelehrt, aber nicht die Abbesche Theorie des Mikroskops oder die Berechnung einer Linse; man hört Thermodynamik, aber gar nichts von ihrer Anwendung auf die verschiedenen Wärmekraftmaschinen; es wird kinetische Gastheorie getrieben und statistische Mechanik, aber in der Regel ohne jede Anwendung ihrer Ergebnisse auf die moderne Theorie und Technik des Hochvakuums; man lehrt Elektrodynamik und Elektronentheorie, aber ohne die einfachsten Lehrsätze der Elektrotechnik hierbei auch nur zu streifen, und die Mechanik beschränkt sich auf das, was man analytische Mechanik nennt.

Diese Tatsachen werden nicht etwa deshalb festgestellt, um einer weniger gründlichen Ausbildung in theoretischer Hinsicht das Wort zu sprechen. Im Gegenteil! Das einfachste technische Problem ist in der Regel theoretisch viel verwickelter, als eine schwierige, aber rein theoretische, also sozusagen idealisierte Aufgabe. Aber der technische Physiker braucht eben beides — höchste theoretische Ausbildung und Erfahrung in ihrer praktischen Anwendung.

Es ist das Gewicht dieser Gründe, die das Professorenkollegium der Wiener Technischen Hochschule im Jahre 1922 veranlaßt hat, die Errichtung einer Abteilung für technische Physik zu beantragen, ein Antrag, dem das Unterrichtsministerium mit dankenswerter Raschheit zugestimmt hat.

Ist durch die bisherigen Ausführungen das Ziel der Abteilung für technische Physik umschrieben, so enthalten sie auch bereits die Gedankengänge, welche für die Art und Weise maßgebend waren, in der dieses Ziel erreicht werden sollte. Keineswegs im Gegensatz zur Universität, sondern nach der dort im allgemeinen bewährten Methode und im Wege der Zusammenarbeit beider Hochschulen soll der technische Physiker aus der reichen Fülle des hier und dort Gebotenem dasjenige erfassen, was er für seinen künftigen Beruf gebrauchen kann.

Nur die ersten zwei Jahre sind wie für die übrigen Hörer der Technik praktisch an einen festen Studienplan gebunden. Hierfür waren natürlich in erster Linie didaktische Gründe maßgebend, wenn auch nicht geleugnet werden soll, daß auch hochschulpädagogische Gründe dafür sprechen, daß volle Lernfreiheit erst dann am Platze ist, wenn der Studierende von seiner Wissenschaft genug weiß, um das seiner Eigenart Zusagende im Sinne einer maßvollen und vorsichtigen Spezialisierung auch wirklich selbst wählen zu können.

In diesen ersten zwei Jahren deckt sich der Studienplan des technischen Physikers fast ganz mit dem des Elektrotechnikers. Er hört hier die grundlegenden Vorlesungen aus Physik, Mechanik und Mathematik ähnlich wie in den einführenden Kollegien an der Universität; weiter Vorlesungen über Festigkeitslehre und Elektrizitätstheorie sowie eine Einführung in die Elektrotechnik. Vorlesungen und Übungen in darstellender Geometrie und Maschinenzeichnen machen ihn einigermaßen mit der graphischen Sprache der Technik bekannt, und durch ein Kolleg über Technologie wie durch Übungen in der Lehrwerkstätte wird ihm Gelegenheit geboten, sich ein gewisses Maß von Materialkenntnis und Handfertigkeit anzueignen. Eine Vorlesung über graphisches und numerisches Rechnen macht ihn mit den Methoden wie auch mit den graphischen und industriellen Hilfsmitteln des modernen Rechners bekannt. Legt er dann frühestens am Ende des zweiten Jahres die erste Staatsprüfung ab, so hat er bis dahin die Gelegenheit, sich Kenntnisse zu verschaffen, die für den in der Industrie tätigen Physiker gewiß wichtig sind und an den Universitäten entweder gar nicht oder nur in weniger geeigneter Form erworben werden können. Er wird zweifellos für seinen Beruf brauchbarer werden, als der bisher ausschließlich an der Universität ausgebildete Physiker, sofern er nur im Sinne einer ausgesprochenen Vorliebe auch schon in diesen ersten zwei Jahren sein Hauptfach um nichts weniger eifrig betreibt. Um die Erwerbung der grundlegenden Kenntnisse in der Physik selbst zu sichern und ihr eingehendes Studium zu erleichtern, ist die Einrichtung getroffen, daß der Hörer in vier Kolloquien über seine Kenntnisse in der Mechanik, Optik, Wärmelehre und Elektrizität gesondert Rechenschaft gibt. Sonst sind nur noch Mathematik und Elektrotechnik Gegenstände der ersten Staatsprüfung. Auch besucht er im zweiten Jahr ein physikalisches Anfängerpraktikum und betritt damit zum erstenmal das Laboratorium, das sich von da ab in immer gesteigertem Maße an seiner weiteren Ausbildung beteiligt.

Mit dem fünften Semester beginnt eine Lockerung des bis dahin festen Studienplanes, die sich rasch zur vollen Lernfreiheit entfaltet. Das fünfte und sechste Semester enthalten außer einer Pflichtvorlesung über partielle Differentialgleichungen der Physik noch eine solche aus organischer Chemie, elektrischer Meßkunde und Patentrecht. Das vierte Studienjahr ist von vorgeschriebenen Vorlesungen ganz frei. In diesen zwei Jahren soll sich der Studierende nach Veranlagung und Vorliebe in Spezialvorlesungen physikalischer und mathematischer Natur werterbilden, gleichgültig, ob diese Vorlesungen hier oder an der Universität abgehalten werden. Die Vorlesungsverzeichnisse beider Hochschulen enthalten jährlich eine genügende Zahl von Kollegien dieser Art, so daß wohl den Bedürfnissen aller Hörer entsprochen wird. Für gewisse, auch durch Privatdozenten bisher nicht vertretene Richtungen, wie technische Akustik, praktische Optik, Kinematographie u. dgl. m. wurde vorgesorgt. Die nicht Vorlesungen und deren Studium gewidmete Zeit gehört dem Laboratorium, das dem Studierenden, sobald er die erste Staatsprüfung abgelegt hat, tagsüber offen steht.

Die Studien können schon nach dem achten Semester mit der Ablegung der zweiten Staatsprüfung beendet werden, die in einem praktischen und theoretischen Teil zerfällt, und bei der der Kandidat nach freier Wahl aus einem von der Kommission als ausreichend anerkanntem Teilgebiete der technischen Physik besonders eingehend geprüft wird. Den nicht notwendigen, aber sehr wünschenswerten Abschluß des Hochschulstudiums bildet schließlich das Doktorat.

Es liegt auf der Hand, daß der Einzel-Unterricht, wie er besonders im vierten Jahre im Laboratorium stattfindet, und die Ansprüche, die die Dissertanden stellen, es unbedingt nötig machen, die Zahl der Studierenden mit den Verhältnissen in Einklang zu bringen, die in unseren physikalischen Laboratorien hinsichtlich Lehrkräften, Personal, sowie inbezug auf räumliche und instrumentelle Ausstattung bestehen. Es wurden im letzten Jahre in den ersten Jahrgang der Abteilung 14 Hörer eingeschrieben; denn das bedeutet derzeit wohl die höchste Zahl von Studierenden, denen unser Laboratorium die Mittel und die nötige Unterweisung bei der Ausführung vorgeschrittener

physikalischer Arbeit zu bieten vermag. Auch häufen sich die Fälle, daß Elektrotechniker nach Ablegung ihrer Prüfungen auch noch technische Physik studieren wollen, bei der Wichtigkeit physikalischer Ausbildung für die Schwachstromtechniker eine gewiß glückliche und aussichtsreiche Kombination.

Der vorstehend skizzierte Studienplan hat sich durchaus bewährt. Alle bisherigen Absolventen der neuen Studienrichtung haben sofort Stellungen nicht nur im Inlande, sondern auch zum Teil im Auslande gefunden. Bisher ist die Nachfrage größer als das Angebot, ein schöner Beweis dafür, daß auch Österreichs Industrie den Wert zweckmäßig ausgebildeter Ingenieur-Physiker immer höher einschätzt.

Bei Österreichs noch kleiner physikalischer Industrie war die Schaffung einer Studienrichtung für technische Physik ein gewisses Wagnis für die Verantwortlichen. Die bisherigen Erfahrungen lehren jedoch, daß es sich hier um einen guten Wurf handelte, der einerseits jungen Leuten neue Anstellungsmöglichkeiten bietet, andererseits unserer physikalischen Industrie entsprechend ausgebildete Physiker liefert, unter deren Mithilfe Tüchtiges und Wertvolles geleistet werden kann.

(Eingegangen am 16. Mai 1929)

Experimentierkunst und Vorführungstechnik im neuzeitlichen physikalischen Unterricht

Von J. Zenneck, München

I.

Die technischen Hochschulen, ebenso wie die Universitäten, und zwar nicht nur in Deutschland, sondern in allen Ländern, haben sich gegenwärtig mit einem starken Besuch abzufinden. Entsprechend groß ist auch die Zahl der Zuhörer im physikalischen Hörsaal. Die Zeit der intimen Vorlesungen ist wohl meist vorbei, in der man die Zuhörer noch auf den Ausschlag eines Strommessers normaler Größe auf dem Experimentiertisch aufmerksam machen oder sie zur Besichtigung irgendeines optischen Versuchs herantreten oder irgendein Präparat von Hand zu Hand gehen lassen konnte. Die Aufgabe ist heute, die Vorführungen so zu gestalten, daß eine sehr große Zahl von Zuhörern sie gleichzeitig sehen kann. Das Ideal wäre, alle Versuche in einem Maßstab auszuführen, daß sie selbst einer sehr großen Zuhörerzahl bequem und unmittelbar sichtbar werden. Das geht in manchen Fällen, z. B. in der Mechanik oder Elektrodynamik, aber meist verbietet es sich schon durch die Kosten der Apparate. Man ist also zu Schattenbild und Projektion gezwungen. Ich betrachte aber beides immer als notwendiges Übel. Der Versuch verliert dadurch häufig das Unmittelbare und Einfache. Man kann in vielen Fällen darauf verzichten und selbst Apparate mittlerer Größe einem großen Zuhörerkreis unmittelbar sichtbar machen, wenn man von bekannten physiologischen Gesetzen Gebrauch macht und die Apparate sehr scharf beleuchtet. Ich habe zu diesem Zweck im neuen Physik-Hörsaal oberhalb des Experimentiertisches sechs 750-Wattlampen mit Hauptstrahlungsrichtung nach unten und für den Zuschauer durch einen Unterzug verdeckt anbringen lassen, um die auf dem Experimentiertisch stehenden Apparate sehr hell zu beleuchten. Es ist erstaunlich, wie gut man bei dieser Beleuchtung selbst auf die Hörsaaltiefe von ungefähr 30 m Apparate bescheidener Größe auf dem Tisch erkennen kann. Wo ähnliche Einrichtungen fehlen, kann die Beleuchtung mit einem kleinen Scheinwerfer sie ersetzen.

Manche Schwierigkeit macht die Messung von elektrischen Größen (Strom, Spannung, Frequenz) in einem großen Hörsaal, in dem selbst die größten Schalttafelinstrumente nicht ausreichen. Man kann natürlich mit Hilfe des Spiegelgalvanometers irgendeinen Gleichstrom oder mittels eines Gleichrichters auch irgendeinen Wechselstrom zeigen, aber ich scheue mich davor, dem angehenden Elektrotechniker einen Strom von 20 A. mit dem Spiegelgalvanometer vorzuführen. Es bestehen beim Spiegelgalvanometer ähnliche Bedenken wie beim Schattenbild und der Projektion. Gewiß ist es nicht nur in der Elektrizitätslehre, sondern auch im Gebiet der Wärme und Wärmestrahlung in Verbindung mit Thermoelement, Bolometer und Widerstandsthermometer außerordentlich bequem und in vielen Fällen ganz unentbehrlich. Aber es ist für den Zuhörer entschieden einförmig, wenn er, übertrieben ausgedrückt, die halbe Physik in Form der Bewegung eines Lichtzeigers an einer Skala vorgesetzt bekommt. Bei elektrischen Strom- und Spannungsmessungen ist ein gutes Aushilfsmittel, den Meßgeräten an Stelle der undurchsichtigen (Papier-)Skala eine solche aus Glas anzubringen und nun mit Schattenbild zu arbeiten. Abb. 1 zeigt ein solches Bild von etwa 3 m Breite und auf dem Tisch davor von einer kleinen Bogenlampe scharf beleuchtet das Instrument selbst. Der Zuschauer sieht also hier das Instrument unmittelbar, und zwar in der Anordnung, in der die Messung gemacht werden soll, nur für die Ablesung des Ausschlags ist er auf das Schattenbild angewiesen. In vielen Fällen, z. B. auch bei Zungen-Frequenzmessern, kann man sich gut durch episkopische Projektion helfen. Man bekommt ja heute zu erschwinglichen Preisen ausreichend korrigierte Objektive von einem Öffnungsverhältnis von mehr als $f:3$; mit ihnen läßt sich die durch eine kleine Bogenlampe beleuchtete

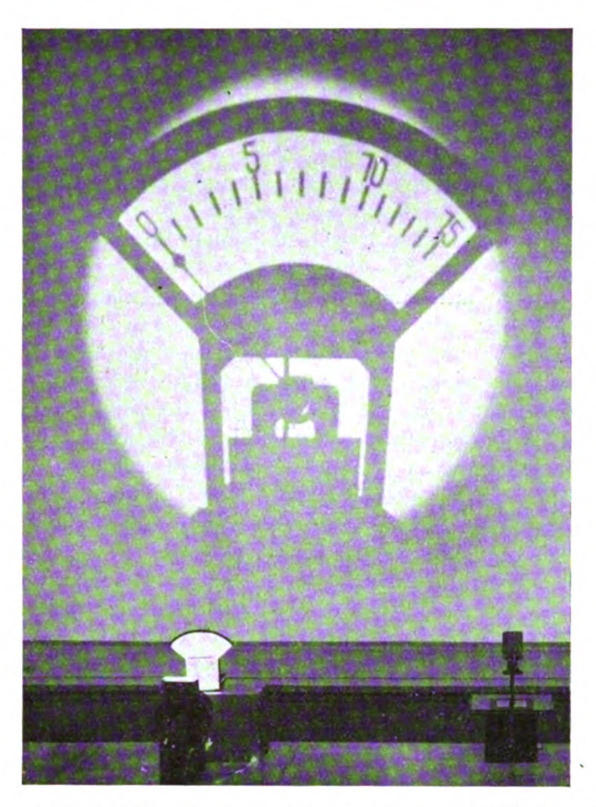


Abb. 1. Schattenriß eines Strommessers mit Glasskala

Skala eines Meßgerätes auch in einem großen Hörsaal genügend lichtstark projizieren.

Eine besondere Besprechung verdienen die optischen Versuche, die nicht so lichtstark sind, daß man sie unmittelbar projizieren könnte (manche Beugungs- und Interferenzversuche, Zeemaneffekt oder ähnliches). Ich lasse solche Versuche immer mehrere Tage vor und nach der betreffenden Vorlesung aufstellen, um dem Studierenden Gelegenheit zu geben, sie sich unmittelbar anzusehen. Aber die einfache Rechnung, daß in einer Pause von 15 Minuten nur 30 Leute einen Versuch ansehen können, wenn jeder eine halbe Minute dazu braucht, zeigt, daß dieses Verfahren in einem großen Betrieb nicht reicht. Ich habe deshalb mikrophotographische Aufnahmen (Ersatz des Fernrohrokulars durch eine mikrophotographische Kamera geringer Vergrößerung) in der Größe 9 × 12 cm aufnehmen lassen und projiziere sie bei der Besprechung der Erscheinung. In Abb. 2 ist das Fraunhofersche Beugungsbild von zwei Spalten, in Abb. 3 die Hα-Linie in der Lummer-Gehrckeplatte wiedergegeben. Wo die Farben wesentlich sind, z. B. bei der Filterschicht von Autochromplatten, wird die Aufnahme auf einer Autochromplatte gemacht.

2.

Für die Schwierigkeit, die die Vorführung vor einer immer wachsenden Zuhörerzahl mit sich brachte, ist man einigermaßen entschädigt worden durch die neuen experimentellen Hilfsmittel, die die Entwicklung der Physik und Technik zur Verfügung gestellt hat, und von denen sich viele gerade für Vorführungen im Hörsaal sehr gut eignen.

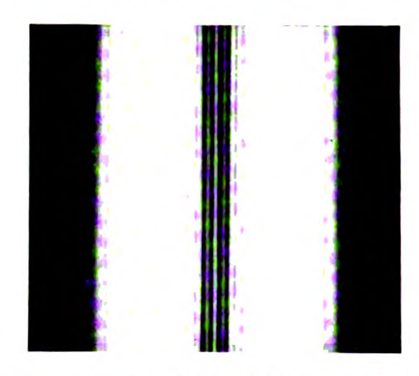


Abb. 2. Beugungs- bzw. Interferenz-Erscheinung an zwei Spalten

Früher stand für die Vorführung von elektrischen Strömen und Gasen meist ein Satz von nicht allzu großen Röhren mit verschiedenem Gasdruck zur Verfügung; sie wurden nacheinander mit Hilfe eines Funkeninduktors im Betrieb gezeigt. Heute gestatten die neuen Luftpumpen während der Vorlesung in einem Rohr von z. B. 2 m Länge und 10 cm Durchmesser den Druck in ganz kurzer Zeit vom Atmosphärendruck bis zu einem sehr hohen Vakuum herabzusetzen. Und mit einer Gleichstrom-Hochspannungsmaschine oder transformiertem Wechselstrom mit Gleich-

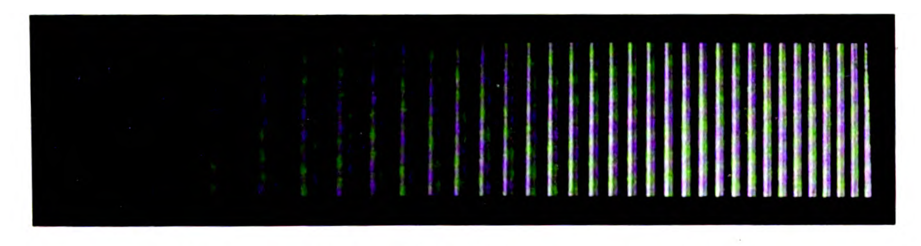


Abb. 3. Wasserstoff-Hα-Linie in der Lummer-Gehrckeplatte

richtern erhält man allmählich in größter Reinheit alle Erscheinungen vom ersten Auftreten der Glimmentladung durch die verschiedenen Entladungsformen hindurch (insbesondere auch derjenigen, die beim Moorelicht Verwendung findet) bis zum Auftreten der Kathoden- und Kanalstrahlen und schließlich bis zu der Stufe, wo selbst bei sehr hohen Spannungen der Strom durch das Rohr aussetzt.

Die Lautsprecher, wie sie gegenwärtig zu verhältnismäßig billigem Preis überall zu haben sind, sind vorzügliche und einfache Indikatoren für die Stärke und Frequenz von Wechselstromerscheinungen aller Art, wenn ihre Frequenz im hörbaren Gebiet liegt. Es gibt z. B. kaum ein einfacheres Verfahren, um die Eigenschwingungen von Kondensatorkreisen und die Abhängigkeit ihrer Frequenz von der Induktivität und Kapazität zu zeigen als mit dem Lautsprecher: Durch einen mit der Hand bedienten oder rotierenden Umschalter schließt man den Kondensator abwechselnd an einige Akkumulatoren und dann an eine Spule an und läßt den Entladungsstrom durch die Spule auf einen Lautsprecher wirken.

Das optische Gegenstück zum Lautsprecher sind für die Vorlesungen in mancher Beziehung die großen gasgefüllten Glühlampen (500- bis 1000-Wattlampen). Sie sind ein äußerst anschauliches Mittel, um qualitativ die Änderung der Stärke eines Gleich- oder Wechselstroms, z. B. bei Resonanzversuchen zu demonstrieren. Auch die Änderung der Farbe und Intensität der Temperaturstrahlung bei steigender Temperatur läßt sich damit sehr gut vorführen. Wer einmal bei allmählicher Steigerung des Stromes den Übergang vom tiefdunkeln, eben sichtbaren Rot bis zum grellen, mit dem ungeschützten Auge in der Nähe fast unerträglichen Weiß gesehen hat, wird den hier in Betracht kommenden Teil der Strahlungsgesetze für immer behalten. Dasselbe gilt, wenn man den Versuch mit einem Kohlestab (Bogenlampen-Kohle) macht, durch den man mit Hilfe eines Niederspannungs-Transformators allmählich immer mehr Strom bis zu mehreren 100 A. hindurchschickt. Es ist der unbestreitbare Vorteil solcher drastischer Versuche in etwas größerem Maßstab, daß die Vorführungen für die Studierenden nicht nur eine einfache Illustration physikalischer Gesetze, sondern — wenn ich mich etwas romanhaft ausdrücken darf — ein Erlebnis darstellen.

Der Kreis dessen, was für Vorlesungsversuche zugänglich ist, ist erheblich erweitert worden durch die Verstärkerröhren. Von den zahlreichen, allgemein bekannten Verwendungsmöglichkeiten möchte ich nur an eine erinnern, an den Nachweis der einzelnen α-Teilchen eines radioaktiven Präparates mit dem Geigerschen Ionenzähler in Verbindung mit Verstärker und Lautsprecher. Wenn man mit diesem einfachen und überzeugenden Verfahren die einzelnen Teilchen gehört hat und damit die frühere Methode vergleicht, bei der man aus dem Zusammenfall des Ausschlages eines Elektrometers auf die ionisierende Wirkung der Teilchen schloß, so tritt der Fortschritt, der durch die Verstärkerröhre in die Vorführungstechnik gebracht wurde, unmittelbar vor Augen. Vielleicht hat die vielseitige Verwendbarkeit der Verstärkerröhre heute schon manchmal zu einer übertriebenen Verwendung geführt. Man darf auch dabei nicht vergessen, daß bei jedem Vorlesungsversuch das Bestreben sein muß, die Anordnung so einfach zu gestalten, wie das Schema, das man an die Tafel zeichnet. Ein Verstärker mit seinen Nebenapparaten stellt selbst in der einfachsten Form immer eine eigentlich nicht zur Sache gehörige Komplikation dar, wenn auch zuzugeben ist, daß die Studierenden heute im Zeichen des Rundfunks sich kaum darüber wundern.

Ein weiteres Hilfsmittel, das die Vorführungstechnik ebenso wie die kleinen Hochspannungs-Gleichstrommaschinen, die Hochspannungs-Gleichrichter und die Verstärker der drahtlosen Telegraphie verdankt, ist der Röhrengenerator. Es ist heute bei Wechselstromerscheinungen experimentell ganz gleichgültig, ob man mit Frequenzen von einigen Hundert oder einigen Millionen in der Sekunde arbeitet, und die Versuche mit sehr kurzen elektromagnetischen Wellen lassen sich in einer Sauberkeit und mit einer Sicherheit vorführen, wie man es mit den alten Hilfsmitteln nicht erreichte. In der Akustik ist der Röhrengenerator die einzige Schallquelle, die man in einfachster Weise auf die tiefsten bis zu den höchsten Tönen einstellen und deren Frequenz man in irgendeinem Frequenzgebiet mit jeder beliebigen Feinheit regulieren kann.

Unter den neuzeitlichen physikalischen Apparaten möchte ich endlich noch nachdrücklich hinweisen auf den Oszillographen, sei es in Form der Braunschen Röhre oder in derjenigen, in der er in der Technik üblich ist. Im Gebiet der elektrischen Ströme liegt heute das Hauptinteresse bei den zeitlich veränderlichen Feldern. Jede Art von integrierenden Meßgeräten, wie z. B. die Hitzdrahtinstrumente, sind hier nur ein schwacher Notbehelf. Die einzig einfache und absolut klare Darstellung des Vorganges ist das Oszillogramm, am einfachsten und klarsten, wenn man es unmittelbar mit dem rotierenden Spiegel vom Oszillographen auf den Schirm projiziert. Leider macht die geringe Lichtstärke der Braunschen Röhre oder des technischen Oszillographen für einen großen Hörsaal Schwierigkeiten. Und bei denjenigen Oszillographen, bei denen man leicht genügend Lichtstärke erhält, ist

die Beziehung zwischen dem Oszillogramm und dem veränderlichen Strom, den man dadurch darstellen will, manchmal fragwürdig. Man kann und muß sich unter Umständen helfen, indem man mit der Braunschen Röhre oder einem guten technischen Oszillographen das Bild photographisch aufnimmt und dann das Diapositiv in der Vorlesung projiziert.

3.

Was im vorhergehenden über die Demonstrationstechnik ausgeführt wurde, gilt natürlich mehr oder weniger für alle Physikvorlesungen, gleichgültig ob sie an einer technischen Hochschule oder an einer Universität gehalten werden. Beiden gemeinsam muß auch das Bestreben des Physikers sein, dem Studierenden zu zeigen, daß die Physik nicht nur eine Laboratoriumswissenschaft für den Physiker, sondern eine sehr notwendige Grundlage seines Fachstudiums ist. Gerade aus diesem Bestreben heraus ergibt sich ein erheblicher Unterschied in der Auswahl des Stoffes. Wer in seiner Vorlesung zum großen Teil künftige Mediziner hat, wird diejenigen Gebiete hervorheben müssen, die z. B. für die Physiologie oder für die medizinische Technik (z. B. Mikroskop oder medizinische Röntgenapparate) von besonderer Bedeutung sind. Wenn in einer Vorlesung in sehr großer oder in überwiegender Zahl Maschineningenieure sich befinden, wird man Fragen betonen müssen, die den Maschineningenieur interessieren, z. B. die Methoden der Druckmessung, Bestimmung der Durchflußmengen von Gasen, Dämpfen und Flüssigkeiten, die Messung sehr hoher Temperaturen mit den verschiedensten Arten von Pyrometern, die Verwendung der Röntgenstrahlen zur Materialuntersuchung. Entsprechendes gilt für die Berücksichtigung der Bedürfnisse der Bau- und Elektroingenieure.

Auch in der Darstellung wird man auf die Eigenheiten seiner Zuhörer Rücksicht nehmen. Ich überzeuge mich aus der Bearbeitung der Prüfungsaufgaben immer wieder aufs neue, wie sehr die angehenden Ingenieure und technischen Physiker graphischen Darstellungen zugänglich sind, weit mehr als mathematischen Beziehungen. Es gibt ja auch tatsächlich, um nur ganz bekannte Beispiele zu nennen, kaum etwas Anschaulicheres, als die Darstellung der Bewegung eines Körpers und seiner Geschwindigkeit durch die Wegzeitkurve oder als die Darstellung der Eigenschaften eines Stromerzeugers, einer Glüh- oder Bogenlampe, eines Gleichrichters, einer Ionen- und Elektronenströmung durch die Strom-Spannungscharakteristik oder die Behandlung irgendwelcher Schwingungsaufgaben durch das Fresnelsche Parallelogramm (Vektordiagramm). Natürlich kann man die straffe und klare Form der Gesetze, wie sie die mathematische Gleichung bietet, nicht entbehren. Ich lasse es aber dahingestellt, ob es nicht auch von den Nichtingenieuren angenehm empfunden würde, wenn der Physikunterricht sich etwas mehr auf die Anschauung und dafür etwas weniger auf die Formel stützte, wenn er also in diesem Sinn etwas technischer würde.

(Eingegangen am 19. April 1929)

Der Ausbau des physikalischen Praktikums durch die technische Physik

Von Kurt Gehlhoff, Berlin

Das physikalische Praktikum an Universitäten und technischen Hochschulen verfolgt im wesentlichen drei Ziele: Es vertieft durch eigene experimentelle Arbeit die Einsicht in die physikalischen Gesetze; es vermittelt die Kenntnis der Meßmethoden und Vertrautheit mit den Meßinstrumenten, und schließlich soll es den Praktikanten zu einer Gewandtheit im Messen selbst erziehen, die sich einmal auf die Geschicklichkeit der Hand und die Schärfung der Sinne erstreckt und andererseits Erfahrungen im Bewerten und Vermeiden der äußeren Fehlerquellen geben soll. Der Stoff wird dabei wohl immer nach methodischen Gesichtspunkten geordnet und ist im übrigen nach der üblichen Einteilung der physikalischen Gebiete gegliedert. Das Praktikum dient mit dem Verfolgen der drei Ziele unmittelbar technischen Zwecken, auch ohne sie eigens anzustreben. Es fragt sich jedoch, ob diese technischen Zwecke nicht in noch stärkerem Maße Berücksichtigung finden können, ohne daß der physikalische Grundcharakter des Praktikums geändert wird. Das kann einmal dadurch geschehen, daß allgemein bei der Auswahl der Aufgaben und Meßmethoden diejenigen bevorzugt werden, für die ein technisches Bedürfnis vorliegt, ferner dadurch, daß die besondere physikalische Meßmethode an einem technischen Objekt zur Ausführung gelangt. Und schließlich ist das Prinzip der Ökonomie im Praktikum durchzuführen: Der jeweilige Meßzweck ist mit einem Minimum von Hilfsmitteln zu erreichen. Die Schwierigkeiten liegen in der Einordnung der technischen Problemstellung in den methodischen Aufbau.

Die Ausbildung des technischen Physikers ist bald nach Begründung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik Gegenstand einer lebhaften Diskussion gewesen. (Vgl. die programmatischen Aufsätze und Studienpläne in Nr. 5 des 2. Jahrgangs dieser Zeitschrift.) Es erscheint notwendig, die Durchführung dieser grundlegenden Gesichtspunkte in ihrer speziellen Anwendung auf die einzelnen Teilgebiete zu zeigen und sie durch die bisher gesammelten Erfahrungen zu ergänzen.

Die folgende Arbeit unternimmt diesen Versuch für das physikalische Praktikum. Es wird zunächst an einer Reihe von Beispielen gezeigt, in welcher Weise die einzelnen Meßmethoden an technischen Problemen durchgeführt werden können. Die angegebenen Aufgaben sind dabei sämtlich den Übungen an der Berliner Gaussschule, Höheren Fachschule für feinmechanische Technik und Elektrotechnik entnommen.

Sie bieten die beste Gelegenheit, die Anordnung und den Gebrauch der einzelnen elektrischen Schaltelemente ausgiebig zu üben: Grob- und Feinregulierung von Strömen und Spannungen, Spannungsteilerschaltung, Einfluß der Meßinstrumente auf die Strom- bzw. Spannungsverteilung. Für die Aufnahme von Strom- und Spannungscharakteristiken an veränderlichen Widerständen bietet sich eine große Zahl technischer Objekte dar, Detektoren und Gasentladungsstrecken, Eisen-Wasserstoffwiderstände, Glimmgleichrichter, Trockengleichrichter, Quecksilberdampfgleichrichter u. a. Auch die Aufnahme der verschiedenen Röhrenkennlinien gibt Gelegenheit zu einfachen Strom- und Spannungsmessungen an technisch interessanten Objekten. Bei den Messungen kleiner Widerstände sind neben den Messungen von spezifischen Widerständen und Temperaturkoeffizienten an weiteren Beispielen heranzuziehen: Die Messung von Kontaktwiderständen jeglicher Art, z. B. des Übergangswiderstandes zwischen Bürste und Kollektor, des Übergangswiderstandes von Rheostatenstöpseln, von Schleifkontakten an Kurbelwiderständen, die Widerstände von Relaiskontakten und ihre Veränderung nach je 1000 Unterbrechungen unter Strom. Die Nebenschlüsse von Amperemetern sind zu messen bzw. abzugleichen. Die Schleifdrähte von Brücken sind auf ihren Absolutwert zu eichen oder auf ihre Proportionalität mit der Länge zu untersuchen.

Bei der Messung großer Widerstände werden auch das Ohmmeter wie der Isolationsprüfer mit Kurbelinduktor wegen ihrer Handlichkeit nicht verschmäht. Andererseits kann auch hier die Möglichkeit ausgenutzt werden, das Spiegelgalvanometer einzuführen und seine gewandte Handhabung zu üben, wobei der bequeme Ayrtonsche Nebenschluß zur Verwendung gelangt. Als Widerstände mittlerer Ohmzahl sind Silitwiderstände geeignet. Für höhere Werte geben alle Isolationswiderstände z. B. von Hausleitungen, von Kabeln und Maschinenwicklungen, von Schaltern, ferner die Oberflächenleitung an Isolationsmaterial gute Meßobjekte. Die Veränderlichkeit der Isolationswiderstände mit der Spannung und die starke Temperaturabhängigkeit ist an Kondensatoren, z. B. den gewickelten Postkondensatoren von 0,1 — 2 μF, leicht zu messen. Bei den Brückenmethoden kommen neben der einfachen Schleifdrahtmessung die technischen Meßbrücken in Anwendung. Auch die Schleifenmethode von Murray zur Fehlerortbestimmung kann herangezogen werden. Die Thomsonsche Brücke oder die Brücke nach Matthiessen und Hockin sollten ebenso wie das Kompensationsverfahren zunächst behelfsmäßig aus Rheostaten oder einem Schleifdraht aufgebaut werden, ehe der Praktikant eine geeichte Meßbrücke in die Hand bekommt oder an einem Kompensator technischer Ausführung Präzisionsmessungen ausführt.

Bei den magnetischen Messungen gehört das Arbeiten mit dem Köpselapparat zu den Pflichtaufgaben, da er wegen seiner bequemen Handhabung der wichtigste Meßapparat für alle technischen Eisenuntersuchungen ist. Die magnetometrische Methode ist wie die ballistische zum Vergleich mit dem Köpselapparat und zur Aufstellung seiner Scherungskurven mit heranzuziehen.

Die Wechselstromaufgaben nehmen heute selbstverständlich im elektrischen Praktikum ungefähr den gleichen Raum wie die Gleichstromaufgaben ein. An den Anfang sind dabei einfache Aufgaben gestellt, die den Praktikanten in die Wechselstrommessungen ebenso einführen, wie es die Widerstandsmessungen beim Gleichstrom tun. So kann z. B. der Selbstinduktionskoeffizient eisenhaltiger Drosselspulen in Abhängigkeit von der Belastung oder ähnlich die Drosselwirkung von Relais bei verschiedenen Belastungen untersucht werden. Die Aufnahme des Magnetisierungsstromes einer eisenhaltigen Drosselspule bei konstanter Spannung und Veränderung des Luftspaltes läßt gut die Wirkungsweise der Drosselspule erkennen und bereitet die Messungen an Transformatoren vor. Auch die Messungen am Epsteinapparat sind sehr geeignet, um daran Strom-Spannungs- und Leistungsmessungen vornehmen zu lassen. Abgesehen von ihrer technischen Wichtigkeit stellt die Messung eine sehr interessante und vielseitige Übungsaufgabe dar, die auch an jeder einfachen Drosselspule durchgeführt werden kann. Die Messung bei verschiedenen Frequenzen führt zur Erkenntnis der Verlustquellen und zur Trennung der Hysteresis- und Wirbelstromverluste.

Der Empfindlichkeitsbestimmung von Vibrationsgalvanometer und Telephon wird die gleiche Bedeutung zugemessen wie der des Spiegelgalvanometers für Gleichstrom.

Die Messung von Selbstinduktionskoeffizienten wird meist in der Brücke durch Vergleich mit einer Selbstinduktionsnormale oder einer Normalkapazität ausgeführt. Es wird Wert darauf gelegt, daß die Praktikanten sich die Brücken selbst behelfsmäßig zusammenstellen, ehe sie die festen Selbstinduktions- oder Kapazitätsmeßbrücken in die Hand bekommen. Auch der Wellenmesser

dürfte sich seinen festen Platz in jedem physikalischen Praktikum erobert haben. Bei den Kapazitätsmeßbrücken ist vor allem die Scheringsche Brückenanordnung zu benutzen, um neben den Kapazitätswerten der Kondensatoren die Verlustwinkel ihrer Isolationsmaterialien zu untersuchen, wobei der Einfluß von Leitungs-, gegenseitigen und Erdkapazitäten festzustellen und zu eliminieren ist. Die absolute Kapazitätsmessung durch wiederholte Ladung ist sowohl in der Brückenschaltung wie mit der Gleichstrommessung als Kontrolle und Eichung der Vergleichsmethoden mit Vorteil anzuwenden.

Große Bedeutung wird weiterhin den Messungen mit dem Oszillographen beigelegt. Es sollte kein Student durch das physikalische Praktikum hindurchgehen, ohne den Oszillographen justiert und zum mindesten mit subjektiver Beobachtung angewandt zu haben. Technische Aufgaben dafür stehen ja in beliebiger Zahl zur Verfügung. Auch das stroboskopische Prinzip ist zur Untersuchung periodischer technischer Vorgänge, z. B. schnell arbeitender Relais, in weitem Umfang gut anwendbar; es ist bei Benutzung der Glimmlampe so bequem im Gebrauch und läßt sich auf so verschiedenartige Vorgänge anwenden, daß es als wichtige Beobachtungs- und auch Meßmethode im physikalischen Praktikum vertreten sein sollte.

Bei den Leistungsmessungen des Wechselstromes ist die 3 Volt- bzw. 3 Amperemetermethode mit Hilfe von Thermokreuz und Galvanometer auch auf Schwachstromkreise mit einer Belastung von maximal 10 Milliampere zu übertragen. Die überraschenden Ergebnisse bei Relaismessungen geben eine ausgezeichnete Einführung in die besonderen Verhältnisse des Schwachstromes.

Auch das ballistische Galvanometer gibt vielfache Gelegenheit, neben den physikalischen Aufgaben der Empfindlichkeits- und Dämpfungsbestimmungen technische Messungen jeder Art auszuführen. Bei Kondensatoren ist die Abhängigkeit der Kapazität von der Ladezeit in einfachster Weise zu messen. Die magnetische Feldstärke im Luftspalt von Drehspulinstrumenten oder von Bremsmagneten oder die Feldverteilung in elektrischen Maschinen wird durch Herausziehen einer kleinen Probespule von bekannten Dimensionen bestimmt. Die Anzugsstromstärken von Relais bei verschiedenen Gewichtsbelastungen werden gemessen. Ermittelt man dabei den auftretenden Induktionsfluß ballistisch, so erhält man gleichzeitig die Magnetisierungskurve des Eisenkerns und eine Prüfung des Maxwellschen Kraftgesetzes.

Vor allem aber sind die Magnetisierungskurven an geschlossenen Eisenkreisen, z. B. den Massekernen der Ringübertrager ballistisch aufzunehmen.

In den optischen Übungen stehen üblicherweise an erster Stelle die Messungen der Brennweiten von Linsen. Neben der Anwendung der Helmholtzschen Abbildungsgleichung, die die kleinsten zufälligen Fehler liefert, werden die Methoden bevorzugt, welche die Kenntnis der Lage der Hauptebenen erübrigen. Besondere Berücksichtigung finden dabei die Methoden, die den technischen Fokometern von E. Abbe und Chr. v. Hofe zugrunde gelegt sind: Die Brennweite wird aus der zweifachen Bestimmung der Vergrößerung bei bekannter Gegenstands- oder Bildverschiebung berechnet, oder es wird nach Gauss die Bildgröße eines unendlich entfernten Objekts bei bekanntem Winkelwert der abbildenden Parallelstrahlen ausgemessen. Die Messungen sind möglichst an fertigen technischen Systemen, z. B. Okularen von Fernrohren und Mikroskopen oder photographischen und mikroskopischen Objektiven auszuführen, bei denen die Messung der Schnittweiten von den Linsenscheiteln aus falsche Resultate gibt. Die Linsenfehler werden dabei möglichst zahlenmäßig ausgewertet, oder zumindest wird die Bildgüte aus der Projektion eines Strichnetzes beurteilt. Die Prüfmethoden schließen sich dabei eng an die in optischen Firmen gebräuchlichen Verfahren an. Die Messung der Brennweitendifferenzen nach der Schneidenmethode läßt die chromatische Korrektion von Achromaten und Apochromaten erkennen und kann ebenso für die Untersuchung der Zonenfehler, beispielsweise von Autoscheinwerfern, dienen.

Es zeigt sich aber erfahrungsgemäß, daß trotz der eingehenden Kenntnis der Einzellinse die größte Unklarheit bei den Praktikanten besteht, sobald sie die Linsen in einer optischen Anordnung, sozusagen als Schaltelement, verwenden sollen. Es ergab sich daraus die Notwendigkeit, in der theoretischen Besprechung ausführlich auf die Abbildung nicht selbstleuchtender Körper einzugehen, die Wirkung des Kondensors und seine vielfache Anwendung zu zeigen und die Bedeutung und Anordnung von Gesichtsfeld- und Aperturblenden für die Helligkeit und Schärfe des Bildes, für die Verzeichnung und für das Gesichtsfeld, sowie die Blendenwirkung von Umkehrprismen zu erörtern. In den Übungen selbst werden dann Aufgaben gestellt, die unter irgendeiner technischen oder physikalischen Verkleidung den Aufbau einer Projektionsanordnung zum Ziel haben. Neben der Berechnung und dem Aufbau einer Einrichtung zur Projektion von Diapositiven ist eine mikrophotographische oder auch ultramikroskopische Anordnung zusammenzustellen, in der z. B. die Brownsche Molekularbewegung an Nebeltröpfchen photographiert wird. Es ist auch wiederholt die Aufgabe gestellt worden, die Geschwindigkeit photographischer Verschlüsse zu eichen. Von den Praktikanten selbst sind fünf verschiedene Vorschläge für die Lösung gemacht worden, die

sämtlich von ihnen durchgearbeitet und experimentell verwirklicht worden sind. Die Abb. 1 und 2 zeigen zwei der erhaltenen Ergebnisse. In Abb. 1 ist ein Lichtpunkt auf einem mit bekannter Frequenz rotierenden Film durch den Verschluß hindurch abgebildet. Die Streifenlänge ist ein Maß für die Verschlußöffnung, der Meßbereich ist durch Anwendung verschiedener Turenzahlen je nach den Verschlußzeiten verändert. In Abb. 2 ist von einem Lichtpunkt nach Spiegelung in einem kleinen Planspiegel auf einem rotierenden Film ein Bild entworfen. Der Planspiegel ist auf der Zinke einer Stimmgabel von bekannter Schwingungszahl befestigt. Die Zahl der Stimmgabelschwingungen, die durch den Verschluß hindurch aufgenommen werden, läßt seine Öffnungsdauer in einfacher und genauer Weise berechnen. Die Erörterung gerade der letzten Lösungsmöglichkeit unter dem Gesichtspunkt: Wie sind die Linsen nach Brennweite und Öffnung auszuwählen, und wie ist die ganze Apparatur aufzubauen, damit das Bild möglichst hell, klein und scharf und die Amplitude für die Messung hinreichend groß wird, ergab in der Anwendung auf ein technisches Problem eine Klärung der theoretischen Erkenntnisse und bei der experimentellen Ausarbeitung den Beweis für ihre Richtigkeit.

Bei den Messungen an Fernrohren werden in der üblichen Form Gesichtsfeld und Vergrößerung aus dem direkten Vergleich der scheinbaren Bildgrößen und aus dem Verhältnis von Eintrittspupille zu Austrittspupille bestimmt. Läßt man daneben beide Größen bei fehlender Kollektivlinse bzw. fehlendem Augenglas messen, so erkennt der Praktikant, welche Bedeutung die Trennung des Okulars in die beiden Linsen hat. Die Güte von Ferngläsern wird an der Auflösung von Prüfobjekten einer optischen Prüftafel gemessen.

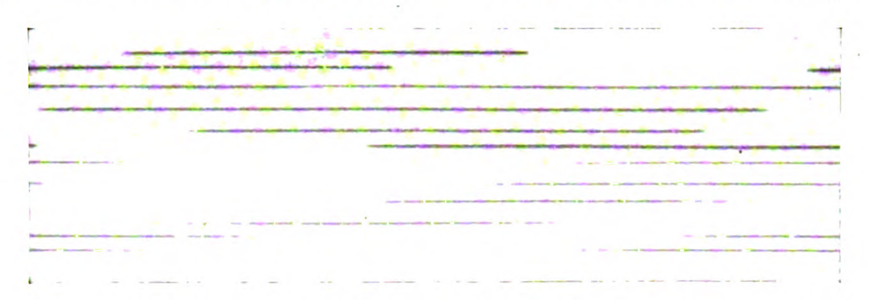


Abb. 1. Geschwindigkeitsmessung bei einem Kameraverschluß mit linear bewegtem Lichtpunkt

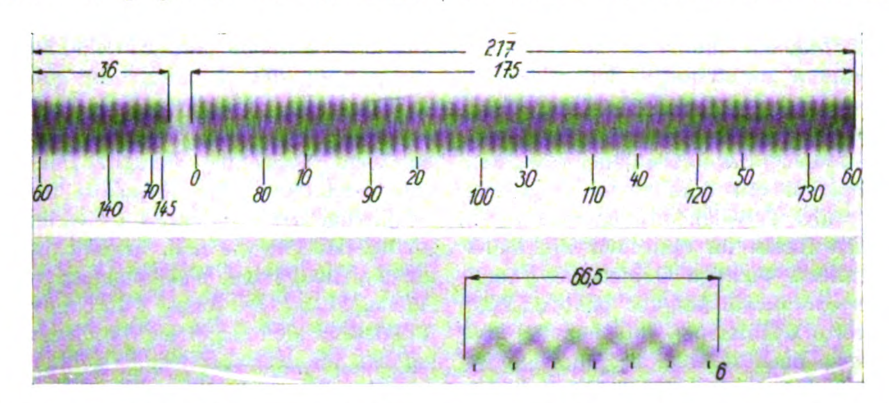


Abb. 2. Geschwindigkeitsmessung bei einem Kameraverschluß mit schwingendem Lichtpunkt

Für die Untersuchungen an Mikroskopen geben die Firmenkataloge genügend Übungsaufgaben an die Hand. Es können z. B. die Einzelvergrößerungen der Objektive und Okulare und für verschiedene Kombinationen von ihnen die Gesamtvergrößerung und deren Abhängigkeit von der Tubuslänge gemessen werden. Die numerische Apertur von Trocken- und Immersionssystemen kann mit dem Apertometer oder mit dem Spektrometer bestimmt werden. Kleinere Übungsaufgaben sind in der Messung des freien Objektabstandes und des objektiven Sehfeldes oder in der Eichung der Mikrometerwerte von Okularschraubenmikrometern zu erhalten. Die Untersuchung der Bildkorrektion und des Auflösungsvermögens von Achromaten und Apochromaten mit einer Abbeschen Testplatte schult die Fähigkeit des Beobachtens. Die Brennweiten der Objektive können nach dem erwähnten Abbeschen Verfahren mit einer Genauigkeit von $\pm 1\,\%$ gemessen werden,

wenn man bei einer Tubusverschiebung von 50 mm zweimal die Vergrößerung einer Strichplatte mit dem Okularmikrometer auswertet.

Bei den refraktometrischen Messungen geben die gewöhnlichen Bestimmungen des Brechungsexponenten keinen richtigen Eindruck von der Meßgenauigkeit und dem Verwendungszweck der refraktometrischen Methoden. Es handelt sich ja bei den technischen Zwecken fast immer um eine Messung von Differenzen der Brechungsexponenten; im Praktikum sind daher zweckmäßigerweise die *n*-Kurven bei verschiedenen Konzentrationen von Alkohol-Wassergemischen, von Ölmischungen oder von Lösungen aufzunehmen. Die Aufnahme der Temperaturabhängigkeit des Brechungsexponenten zeigt den Einfluß dieser wichtigsten Fehlerquelle und damit die Grenzen der ganzen Methode.

Bei den Messungen am Spektrometer haben wir die chemische Analyse hinter den apparatekundlichen Untersuchungen zurücktreten lassen. Die verschiedenen Justierungen am Instrument, bei denen das Verfahren der Autokollimation zur Einführung gelangt, die Untersuchung der Teilung auf Teilungs- oder Exzentrizitätsfehler, die Messung von Prismenwinkeln nach den verschiedenen Methoden sind ein unschätzbares Hilfsmittel, um eine Gewandtheit im Messen überhaupt zu erreichen und den Praktikanten zur ständigen Selbstkontrolle zu erziehen. Bei genügender Sicherheit der Handhabung werden dann Dispersionskurven von Glasprismen aufgenommen; die Wellenlängen werden an einigen Beispielen mit dem Gitter gemessen, im übrigen aber aus Tabellen entnommen.

Einen breiten Raum im optischen Praktikum nimmt das technisch wichtige Gebiet der Photometrie ein. Als einleitende Aufgabe ist die Lichtverteilungskurve von Glühlampen aufzunehmen und durch Auswertung nach dem Rousseaudiagramm sind Lichtstrom und mittlere sphärische Lichtstärke zu berechnen. Das Ergebnis ist durch Vergleich der gemessenen Lampe mit einer geeichten Normallampe in der Ulbrichtschen Kugel zu kontrollieren. Die Aufnahme von Lichtverteilungskurven und die Messungen mit der Ulbrichtschen Kugel gehören zu den Pflichtaufgaben, deren Bearbeitung für jeden Praktikanten als unerläßlich angesehen wird. Die weiteren photometrischen Aufgaben werden nach Neigung und beruflicher Vorbildung des Praktikanten variiert. So werden dabei die Lichtverteilungskurven von Lampen mit Reflektoren oder Opalglocken aufgenommen und aus der Berechnung des Lichtstromes und dem Vergleich mit der nackten Lampe der Wirkungsgrad des Reflektors bzw. der Glocke berechnet. Aus gleichzeitigen elektrischen und photometrischen Messungen sind die Eichkurven für die Normallampen aufgenommen und in der technisch üblichen Form graphisch dargestellt. Die Genauigkeit, mit der die Hefnerkerze reproduziert werden kann, ist an verschiedenen unabhängigen Einstellungen mehrerer Normallampen zu ermitteln. Der Widerstand einer Selenzelle oder die Emission einer lichtelektrischen Zelle sind in Abhängigkeit von der Beleuchtung aufzunehmen. Beleuchtungsmesser sind zu eichen. Die Absorption von Flüssigkeiten oder optischen Gläsern in den einzelnen Spektralbereichen ist mit einem Spektralphotometer nach König-Martens zu messen und der Absorptionskoeffizient zu berechnen. Im Kapitel der optischen Pyrometrie kann die Eichung der Meßinstrumente mit der Normalbandlampe oder mit bekannten Schmelzpunkten von Metallen oder Kristallen vorgenommen werden. Daneben bieten vielseitige technisch-physikalische Probleme dankbare Übungsaufgaben für die pyrometrischen Messungen, z. B. Temperaturmessungen an Lampen mit dem Mikroglühfadenpyrometer, Temperaturanstieg beim Anheizen von Glüh- oder Härteöfen, u. ä.

Bei den mechanischen Messungen sollte der Praktikant einen Einblick in das umfangreiche und sorgfältig aufgebaute System der technischen Normalien erhalten. Bei den Längenmessungen können Kaliberdorne und Rachenlehren geeicht werden, Teilungen sind auf dem Längenkomparator zu prüfen; die technisch oft gebrauchten Meßapparate, wie Minimeter, Optimeter, Meßuhren, sollten neben den reinen Laboratoriumsinstrumenten stärker berücksichtigt werden. Den Gebrauch und die Behandlung der Endmaße im mechanischen Praktikum dem Studenten zu vermitteln, erscheint so unerläßlich, wie z. B. im elektrischen Praktikum die Benutzung des Westonelements als Urnormale. Vielleicht ist es sogar wünschenswert, daß der Praktikant den Interferenzkomparator nicht nur einmal in der Vorführung sieht, sondern selbst mit ihm Endmaße zu vergleichen gelernt hat.

Bei den feinen Wägungen gehören natürlich ausgedehnte Messungen mit der Analysenwage zum unveräußerlichen Bestand; sie können aber durch Messungen an den modernen technischen Schnellwagen, z. B. den Torsionswagen, ergänzt werden.

Da die Vakuumtechnik ein Hauptarbeitsgebiet des technischen Physikers ist, sollten ihre Elemente auch in das technisch-physikalische Praktikum Eingang finden. Der Verfasser hat Sauggeschwindigkeit und erreichbares Grenzvakuum von Wasserstrahlpumpen, Kapselpumpen und Hochvakuumpumpen mit einem verkürzten Mac Leod als Praktikumsaufgabe durchgeführt; extrem hohe Vakua konnten dabei nicht erzielt werden, da die Apparatur jedesmal neu zusammengebaut werden mußte, trotzdem erschien der Wert der Aufgabe in physikalischer wie meßtechnischer Beziehung groß genug, um ihre Aufnahme zu rechtfertigen.

Stellt man einmal den Gesichtspunkt in den

Vordergrund, daß wichtige Arbeitsmethoden der technischen Physik im Praktikum nicht vollkommen ausfallen dürfen, so müßten auch die Schwierigkeiten, die der Vornahme von Röntgenmessungen im Praktikum entgegenstehen, überwunden werden. In Frage kommt vor allem die Untersuchung von Emissionsspektren, die gleichzeitig die Handhabung des Röntgenspektrographen und die Technik der Röhrenevakuation vermittelt.

Die angezogenen Beispiele geben weder eine erschöpfende Beschreibung der tatsächlich durchgeführten, noch etwa eine vollständige Systematik der möglichen Aufgaben. Sie wollen nur an einigen konkreten Fällen zeigen, wie die wichtigsten physikalischen Meßverfahren an technischen Problemstellungen durchgeführt worden sind. Es erwies sich jedoch durch die Entwicklung des Praktikums, daß die bisherige Form, bei der mit der Aufgabe auch der Weg und die Hilfsmittel für die Lösung gegeben wurden, zu starr war. Es ist dabei durchaus möglich, und umso eher, je vollkommener die technische Durchbildung eines Apparates ist, daß der Praktikant mechanisch die vorgeschriebenen Schaltungen, Einstellungen, Ablesungen ausführt und dabei zwangsläufig zu einem richtigen Ergebnis geführt wird. Um den Praktikanten statt dessen zu einer intensiven und selbständigen Bearbeitung der Aufgabe zu zwingen, wurden verschiedene Wege eingeschlagen.

Erstens wurde versucht, bei der Aufgabenstellung nicht von der physikalischen Methode, sondern vom technischen Problem auszugehen und den Praktikanten dadurch zu veranlassen, unter den ihm bekannten Meßmethoden und den vorhandenen Apparaten selbst eine Auswahl zu treffen. Die technische Fragestellung führt zur kritischen Sichtung des vorhandenen Stoffes und zu einem vertieften Verständnis der Meßmethoden. Die allgemeine Diskussion der eingehenden Lösungsvorschläge hat sich in höchstem Maße als fruchtbar erwiesen.

Wenn die Aufgabe früher hieß: Es ist ein großer Widerstand zu messen, bzw. es sind in der Brücke zwei Kapazitäten zu vergleichen, und wenn in der Folge als technische Objekte dieser Messungen Kondensatoren ausgegeben wurden, so wird jetzt die technische Fragestellung vorangestellt: „Welche Vorschriften bestehen von seiten der Post bei der Abnahme von Kondensatoren für den zulässigen Isolationswiderstand, für die Toleranz des Kapazitätswertes und für den zulässigen Verlustwinkel, und wie können die einzelnen Bedingungen in möglichst einfacher Anordnung mit genügender Genauigkeit kontrolliert werden?"

Einen guten Anhalt für die Formulierung der Aufgaben geben die Firmenkataloge oder die Prüfungsvorschriften von Behörden, vorzugsweise der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Aus einer Zählerdruckschrift werden beispielsweise die Angaben über einen Wechselstromzähler eines bestimmten Typus herausgesucht und an einem Versuchsmodell durchgemessen. Auch die mechanischen Werte werden bei der Untersuchung verlangt, und es sind also im Protokoll folgende Fragen zu beantworten: Wie groß ist das Systemgewicht? Wie groß ist das Triebmoment bei verschiedenen Belastungen? Wie groß ist der Widerstand der Spannungs- und Stromspulen? Wie groß ist ihr Eigenverbrauch? Bei welcher Überspannung tritt Leerlauf ein? Wie hoch ist die Anlaufstromstärke? Wie beeinflußt eine Frequenzänderung die Zählerangaben? Wie hoch steigt die Übertemperatur bei 100 $^0/_0$iger Überlastung der Stromspulen? Welchen Einfluß üben fremde Magnetfelder bei geschlossener Kappe auf den Zähler aus? Und nach diesen Vorfragen werden schließlich die Justierungen für die verschiedenen Phasendifferenzen und Belastungen durchgeführt und dann endlich die Eichkurven aufgenommen. Es ist eine Fülle der einfachsten Strom-, Spannungs- und Widerstandsmessungen, die an dem einen Objekt zur Ausführung gelangen; das Hauptziel der Untersuchung bleibt dabei immer noch die Einübung der physikalischen Meßmethoden. Nebengewinn ist die eingehende Kenntnis des Zählers.

Vielleicht greift die Zähleruntersuchung schon etwas weit in das Gebiet der eigentlichen Elektrotechnik über, obwohl sie sonst ein wichtiges Aufgabengebiet der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt darstellt. In ähnlicher Weise sind aber auch elektrische Meßinstrumente untersucht worden, deren genaueste Kenntnis selbst für den reinen Physiker unerläßlich ist. Auch hier werden zunächst an einem Versuchsmodell die mechanischen Daten: Systemgewicht und Drehmoment bei Endausschlag gemessen. Die magnetische Induktion im Luftspalt wird nach der ballistischen Methode ermittelt, die Widerstände und der Eigenverbrauch des Systems sowie der verschiedenen Neben- und Reihenschlüsse bei Ampere- und Voltmeter werden einzeln gemessen. Der Hauptwert wird aber auf die Bestimmung der verschiedenen Fehlerquellen gelegt. Wie groß sind die Reibungsfehler? Welche Abweichungen ergeben sich durch Kippen der Achse bei zu großer Achsenluft oder durch falsches Balancement bei verschiedenen Instrumentlagen? Wie groß sind die Temperaturfehler? Wie groß bei Dreheiseninstrumenten die Hysteresisfehler? Wie groß ist das Dämpfungsverhältnis? Wie weichen die Angaben bei Gleichstrom und Wechselstrom von 50 und 500 Perioden/sek. voneinander ab? Wie groß ist die Überlastbarkeit (gemessen aus der Temperatursteigerung)? Welche Fehler treten durch elektrische oder magnetische Fremdfelder auf (Einfluß der Belastungswider-

stände)? Ist ein Einfluß des Erdfeldes noch nachweisbar? Läßt sich die Einwirkung benachbarter Instrumente aufeinander noch feststellen? Und nach diesen Vorbereitungen hat der Praktikant schließlich die Reife erhalten, ein Gleichstrompräzisionsinstrument erster Klasse am Kompensator mit einem geprüften Normalelement einwandfrei zu eichen.

Auch die oben angegebenen Messungen über Verschlußgeschwindigkeiten photographischer Objektive sind unter dem gleichen Gesichtspunkt angestellt worden, als Ausgangspunkt jeder Untersuchung möglichst ein technisches Problem zu nehmen. Dieses Verfahren hat zugleich die erwünschte Nebenwirkung, daß der Praktikant beim selbständigen Aufbau seiner Meßanordnungen lernt, gelegentlich auch mit behelfsmäßigen Anordnungen auszukommen. Es gibt zwar kein lehrbares System von den Kniffen eines experimentellen Aufbaus, aber es ist schon recht nützlich, wenn der Praktikant einmal eine Stativsäule als optische Bank gebrauchen muß, oder wenn er eine beliebige Phasenverschiebung durch Abbremsen eines Drehstrommotors hergestellt hat, oder wenn er die Fassung eines Autoscheinwerfers so lange hat korrigieren müssen, bis nach der empfindlichen Schneidenmethode keine Verzerrung mehr nachweisbar war. Die ökonomische Ausnutzung der vorhandenen Mittel ergibt sich dabei von selbst.

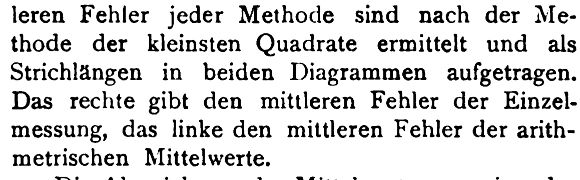
Neben diesen Sammelaufgaben müssen selbstverständlich Einzelaufgaben gelöst werden, deren technische Auswertung verhältnismäßig unergiebig ist oder nur durch zeitraubende Häufung ähnlicher Versuche erhalten werden kann. Die Untersuchung eines einzelnen Gleichrichters ist sicher von technischem Interesse, aber seine besonderen Eigenschaften springen klarer hervor, wenn man zehn Gleichrichter verschiedener Art durchprüft und aus dem Vergleich der Meßergebnisse die technischen Folgerungen zieht. Das würde allerdings zehnmal die gleiche Messung in fast der gleichen Anordnung erfordern und daher für die einzelne Arbeitsgruppe übermäßig viel Zeit in Anspruch nehmen. Es erschien als unbedenklicher Ausweg, die Meßwerte unter den Gruppen auszutauschen, so daß jede eine Teilmessung durchgeführt hatte und doch einen Überblick über alle erhielt. Auch bei den Messungen an Elektronenröhren ergeben sich die charakteristischen Unterschiede der Röhren und ihre Eignung für die verschiedenen Verwendungszwecke erst aus der Kontrastierung der einzelnen Meßergebnisse. Und auch hierbei kann die ermüdende Aufnahme der gleichen Kennlinien an einem Dutzend verschiedener Typen durch Tausch der Resultate vermieden werden; die einfache Strom-Spannungsmessung wird so zu einer technisch wertvollen Aufgabe erweitert.

Drittens dürfte auch die Ausdehnung des Praktikums nach der Seite der Apparateuntersuchungen den technischen Bedürfnissen ebensosehr entgegenkommen, wie sie rein physikalisch von Nutzen ist. Erst sie geben einen Überblick über die Grenzen der Leistungsfähigkeit von Apparaten und damit oft auch von Methoden. Jeder verwendete Apparat wird nicht nur Hilfsmittel, sondern gleichzeitig Objekt der Messung. Die Thomsonbrücke wird nicht gebraucht, ohne daß sie hinterher mit einem Normalwiderstand geeicht werden müßte; bei Verwendung verschiedener Normalien wird der Praktikant genötigt, alle nur denkbaren Schaltkombinationen an der Brücke auszuführen, um eine genügende Anzahl von Eichpunkten zu erhalten. Für den Köpselapparat sind ballistisch oder magnetometrisch die Scherungskurven zu ermitteln. Die Meßgenauigkeiten verschiedener Photometer für gleich- und verschiedenfarbiges Licht sind festzustellen. Die verschiedenen Schwächungsmethoden in der Photometrie, Entfernungsänderung, rotierender Sektor, Nicolsche Prismen sind zu untersuchen. Am Spektrometer oder Theodoliten sind die Teilungen zu kontrollieren. Über die Untersuchungen von elektrischen Meßinstrumenten ist oben schon ausführlich berichtet worden.

Als Prinzip wurde grundsätzlich für die Übungen aufgestellt, keinem meßtechnischen Problem aus dem Wege zu gehen, wenn es mit den verfügbaren Mitteln nur einigermaßen zu bewältigen war. Es wurden daher auch umfangreiche und schwierige Untersuchungen in Angriff genommen, wie die Messung der Frequenzabhängigkeit von Telephonen und Lautsprechern mit dem Rayleighschen Scheibchen oder die Aufnahme der Haltepunkte des Eisens. Zudem haben derartige Messungen den Vorzug, daß das Interesse der Praktikanten dafür sehr lebhaft ist. Sie gehen sehr viel lieber an eine technische Aufgabe als an die Bestimmung einer Konstanten heran. Je moderner die gestellten Probleme sind, umso unmittelbarer bereiten sie auf die spätere Berufsarbeit vor. Und es wäre sehr wünschenswert, daß die Erfahrungen der industriellen Laboratorien diesem Schulungszweck zugeleitet würden.

Obwohl der Zusammenhang mit dem eigentlichen Thema der Arbeit nur lose ist, soll zum Schluß noch ein Gebiet erwähnt werden, das nach Ansicht des Verfassers bisher nicht genügend Berücksichtigung gefunden hat, und das in einer Linie mit verschiedenen der vorgebrachten Gesichtspunkte liegt: Die Erkenntnis des systematischen Fehlers. Der Anfänger ist auf seinen Einfluß immer wieder hinzuweisen, da er erfahrungsgemäß geneigt ist, die Empfindlichkeit einer Meßanordnung oder die gute Übereinstimmung der Resultate bei mehrfach wiederholter Messung als

Beweis für die Genauigkeit der Ergebnisse anzusehen. Es erscheint wichtiger den Praktikanten, auch wenn er gelegentlich dabei scheitern sollte, zur Selbständigkeit zu erziehen, als ihn durch eine feste Meßanordnung über die in jeder Messung liegenden Schwierigkeiten sicher hinwegzuführen. Es wird daher jeder Gruppe zur Pflicht gemacht, an ein bis zwei Aufgaben einen Methodenvergleich durchzuführen, d. h. dasselbe Objekt nach den verschiedensten Methoden zu messen und diese nach Einfachheit und Genauigkeit kritisch zu untersuchen. Beim ballistischen Galvanometer z. B. ist die Eichung in vierfacher Weise vorzunehmen: Erstens aus Stromempfindlichkeit und Schwingungsdauer; 2. mit bekanntem elektromotorischen Kraftintegral eines Normalsolenoids; 3. mit einem Normal der gegenseitigen Induktion; 4. mit einem Normalkondensator und bekannter EMK. Wenn der Praktikant zwischen diesen Eichmethoden, die auf so verschiedenartigen physikalischen Gesetzen beruhen, eine Übereinstimmung bis auf $^1/_2\,^0/_0$ erreicht hat, so hat er einen Beweis seiner Meßgewandtheit geliefert und gleichzeitig einen überzeugenden Eindruck von der Gültigkeit der theoretischen Berechnungen empfangen. In Abb. 3, die einem Laboratoriumsprotokoll entnommen ist, sind 6 Messungen nach verschiedenen Methoden einander gegenübergestellt. Meßobjekt war jedesmal das gleiche Stückchen Manganindraht, dessen Widerstand folgendermaßen bestimmt wurde: 1. Durch Vergleich von Spannungsabfällen mit dem Spiegelgalvanometer; 2. durch Nullpunktmessungen mit dem Differentialgalvanometer; 3. im übergreifenden Nebenschluß mit dem Differentialgalvanometer; 4. in der Thomsonbrücke; 5. in der Brücke von Matthiesen und Hockin, die behelfsmäßig aus einem Stück Messingdraht hergestellt wurde; 6. mit dem Kompensator von Raps. Die mitt-


leren Fehler jeder Methode sind nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt und als Strichlängen in beiden Diagrammen aufgetragen. Das rechte gibt den mittleren Fehler der Einzelmessung, das linke den mittleren Fehler der arithmetischen Mittelwerte.

Die Abweichung der Mittelwerte von einander läßt gut die systematischen Fehler erkennen. Ein ähnlicher Vergleich ist bei Kapazitätsmessungen und bei Selbstinduktionsmessungen durchgeführt worden. Auch wo ein Methodenvergleich nicht möglich war, wurde die Selbstkontrolle des Praktikanten immer angestrebt. Beim Anlegen einer Korrektionstabelle für einen Gewichtssatz oder für einen Rheostaten wurde der niedrigste Wert mit einem Normale verglichen, der ganze Satz in sich geeicht und die Richtigkeit der Messungen und der Fehlerrechnung durch Vergleich des Endwertes mit einem Normale kontrolliert.

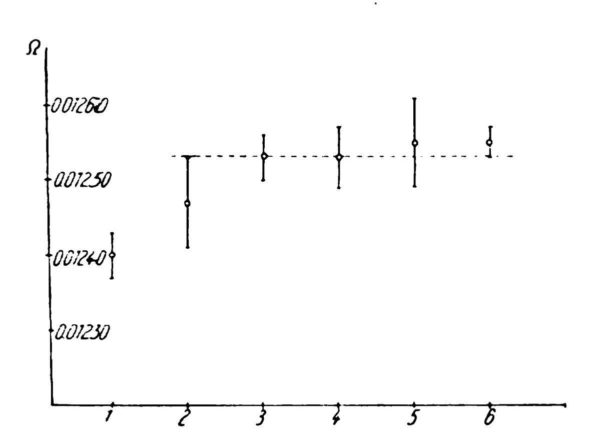
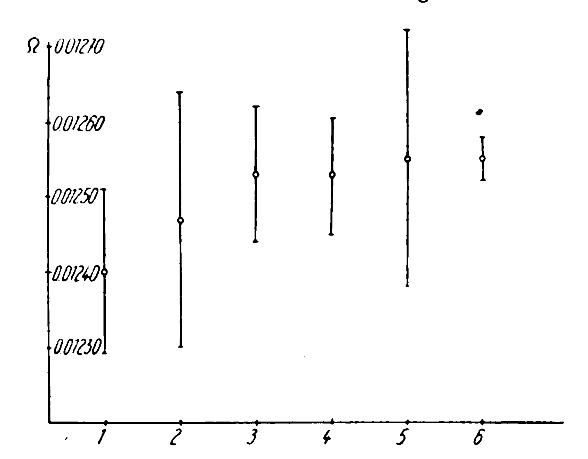


Abb. 3. Darstellung der mittleren Fehler ψ der arithm. Mittelwerte für X



Darstellung der mittleren Fehler φ der einzelnen Messung jeder Methode

Ein wichtiger Gesichtspunkt sei wenigstens noch gestreift: Der angehende technische Physiker sollte lernen Meßanordnungen einzurichten, die von ungelernten Hilfskräften bedient werden können und dabei mit der erforderlichen Genauigkeit einwandfrei arbeiten. So notwendig eine solche Erziehung auch erscheint, so geht sie doch wohl über den Rahmen eines physikalischen Praktikums hinaus.

Zusammenfassung

Es wird die Forderung gestellt, das physikalische Praktikum nach der Richtung der technischen Physik auszubauen. Als Wege für die Durchführung werden vorgeschlagen: 1. Die Anwendung der physikalischen Meßmethoden auf technische Objekte und die Bevorzugung technisch wichtiger Methoden. 2. Eine veränderte Fragestellung, die vom technischen Problem ausgeht und vom Praktikanten eine selbständige Auswahl

und Anwendung der Meßmethoden verlangt. 3. Die Schulung im Zusammenbau behelfsmäßiger Meßanordnungen. 4. Die Auswertung der Meßergebnisse nach technischen Gesichtspunkten. 5. Untersuchungen an Meßapparaten. 6. Systematische Kontrolle der einseitigen Fehler.

(Eingegangen am 25. April 1929)

Über technische Physik im Unterricht der Elektrotechnik

Von W. O. Schumann, München

Die Beziehungen zwischen Elektrotechnik und Physik sind heute in vielen Punkten so eng, daß ein elektrotechnischer Unterricht ohne starke Betonung des Physikalischen gar nicht mehr denkbar ist. Es ist in der Hinsicht in den letzten 15 Jahren ein völliger Umschwung eingetreten, und es verlohnt sich, einen kurzen Rückblick auf diese Zeit zu werfen, um aus dem Gang der Entwicklung die Folgerungen zu ziehen, welche nötig sind, wenn der elektrotechnische Unterricht mit dem fortschreitenden Bedürfnis der Praxis Schritt halten soll.

Wer in den Jahren vor dem Kriege Elektrotechnik studierte, für den war der Elektromaschinenbau das eigentliche Hauptgebiet, neben dem alle anderen Zweige nur sehr nebensächlich behandelt wurden, und damals mit Recht. Die Vorlesungen über elektrische Anlagen, elektromotorische Antriebe schlossen sich eng an die Vorlesung über Dynamobau an. Die Zeit vor dem Kriege war das eigentliche Maschinenbauzeitalter der Elektrotechnik, was sich auch schon äußerlich dadurch zeigte, daß die elektrotechnischen Professuren meist den Maschinenbauabteilungen angehörten, aus denen sich an einigen Hochschulen selbständige elektrotechnische Abteilungen entwickelten. Es war das jene Zeit, in welche die eigentliche Entwicklung der Gleich- und Wechselstromgeneratoren zu immer größeren Leistungen und Spannungen fällt, verbunden mit einem tieferen Eindringen in die inneren Vorgänge. Es war damals die Zeit der Probleme der Kommutierung, des Parallelarbeitens, des Einankerumformers, der Wendepole und ihres Verhaltens bei Kurzschlüssen, des Kaskadenumformers usw. Es war die Zeit der Entwicklung der Kommutatorwechselstrommaschinen bzw. der Einphasenkollektormotoren der verschiedensten Art, hauptsächtich für Bahnzwecke. Das Hauptziel der damaligen elektrotechnischen Ausbildung mußte eine gründliche Kenntnis der Gesetze sein, die nötig sind, um eine Maschine möglichst genau vorauszuberechnen. Diese Gesetze, die man damals brauchte, waren wenige scharf begrenzte, man kann sie kurz zusammenfassen im Ohmschen Gesetz, im Gesetz des magnetischen Kreises und im Induktionsgesetz, allgemeiner als die elementare technische Anwendung der Maxwellschen Gleichungen. Das Charakteristische dieses Umstandes war, daß der Ingenieur so gut wie nicht zu experimentieren brauchte. In komplizierten Fällen war Rechenkunst nötig, und wenn Experimente z. B. im Prüffeld angestellt wurden, so war es deshalb, weil es in vielen Fällen nicht möglich war, komplizierte Einflüsse z. B. des Eisens oder der Kurzschlußströme bei der Kommutierung vorauszuberechnen. Theoretisch wäre an Hand dieser Gesetze jede Aufgabe rechnerisch zu bewältigen gewesen.

Die gleiche rechnerische Beherrschung aller Probleme war auch ohne weiteres bei den Projekten der Kraftübertragung und der elektromotorischen Antriebe möglich.

Die sog. Schwachstromtechnik führte damals noch in den Hochschulen ein recht bescheidenes Dasein. Die Telegraphen- und Telephontechnik erschöpfte sich in der Beschreibung einer Reihe von Übertragungsapparaten und den einfacheren Leitungsgesetzen. Die Funktechnik war größtenteils in den Händen der Physiker, wurde fast nicht als „elektrotechnisches" Fach gerechnet. Der Personalbedarf der Technischen Hochschulen in dem, was wir heute Nachrichtentechnik nennen, war sehr gering, so daß der normale Elektroingenieur kaum mit der Möglichkeit rechnete, in diesen Gebieten unterzukommen.

Der eigentliche Elektroingenieur hatte und brauchte damals nur eine sehr lose Beziehung zur Physik und konnte trotzdem in seinem Fach sehr Bedeutendes leisten und große Fortschritte schaffen.

Die mehr physikalischen, d. h. nicht unmittelbar der Rechnung zugänglichen Probleme jener Zeit waren z. B. die Frage des Stromübergangs zwischen Bürste und Kollektor, die Schalter (d. h. Lichtbogenfrage). Da aber diese Probleme nicht so sehr dringend waren, d. h. die Leistungsfähigkeit der Apparate nicht unangenehm bemerkbar begrenzten, übernahm man experimentelle Feststellungen aus der Physik und machte einige orientierende Versuche.

Kurz vor dem Kriege begann sich dieser Zustand zu ändern. Die steigenden Ströme, Spannungen und Leistungen der Maschinen und Übertragungen zeitigten neue Erscheinungen, denen man nicht mehr ohne weiteres mit dem bekannten Rechenwerkzeug zu Leibe konnte. Es war das jene Zeit, in der die lange ganz vernachlässigte Elektrostatik wieder zu Ehren kam, und wo auch das Interesse an hochfrequenten elektrischen Schwingungen einsetzte, weil die Störungserscheinungen bei Kurzschlüssen, Erdschlüssen usw. auf hochfrequente Schwingungen hinwiesen. Es konnte auch hier klassisches Material der mathe-

matischen Physik in weitem Umfang verwendet werden. Aber die Sicherheit der Vorausberechnung war wegen der Kompliziertheit der Erscheinungen schon lange nicht mehr so groß wie in der vorangegangenen Epoche, so daß das Bedürfnis nach dem wegweisenden Experiment immer größer wurde. Es war das jene Zeit, in der zunächst bei den fabrizierenden Firmen die ersten Hochspannungsversuchsräume entstanden, denen dann auch einige Hochschulen folgten. Es gelang aber bis etwa zu Beginn des Krieges auch in diesen Fragen mit einigen orientierenden Experimenten und empirisch gewonnenem Versuchsmaterial durchzukommen.

Die Einführung des Quecksilberdampfgleichrichters in die Starkstrompraxis ist eigentlich vor dem Kriege der erste Schritt auf ein vollkommen neues Gebiet gewesen, das sich in keiner Weise mit den gewohnten Mitteln behandeln ließ, sondern Vorstellungen aus dem Gebiet der Gasentladungen, des Hochvakuums, der Gaskinetik erforderte, so daß hier Speziallaboratorien mit Hilfskräften entstanden, von denen eine allgemeine physikalische Bildung verlangt werden mußte.

Als nach Beendigung des Krieges die Hochschulen ihre regelrechte Tätigkeit wieder aufnahmen, hatte sich die Situation von Grund aus verändert. Zunächst waren während des Krieges neue Gebiete erschlossen worden, deren Entwicklung ursprünglich intern bei den betr. Verwaltungen und Firmen sich abgespielt hatte; in erster Linie war dies die Einführung des Glühkathodenrohres, des Verstärkers, des Röhrensenders und was damit zusammenhing. Ferner waren sämtliche technische Einrichtungen durch den Krieg stark verbraucht und mußten bis zu ihrer höchsten Leistungsgrenze ausgenutzt werden, um nach und nach ersetzt und verbessert zu werden. Die große wirtschaftliche Not zwang dazu, besonders die Elektrizitätsversorgung so rasch und so ökonomisch wie möglich auszubauen. Es begann das Stadium des Baues von Zentralen sehr großer Leistung und der Übertragung dieser Leistung mit sehr hohen Spannungen auf große Entfernungen. Gleichzeitig verlangte die Rücksicht auf stärkste Ausnutzung der Rohstoffe und der Arbeitszeit ein vorher nicht gekanntes Eindringen in die Eigenschaften der Werkstoffe, nicht nur der mechanischen, sondern ganz besonders der elektrischen isolierenden Stoffe, weil gerade die Frage der Isolierung sowohl vom wirtschaftlichen als auch vom betriebstechnischen Standpunkt mit die brennendste war, sowohl in der eigentlichen Hochspannungstechnik, als auch im Elektromaschinenbau und in der Installation. Damit waren neue Fragenkomplexe aufgetaucht, die mit den bisherigen Mitteln nicht zu lösen waren.

Neben die Starkstromtechnik stellte nach dem Kriege auch die Schwachstromtechnik ihre Anforderungen an die Ausbildung der Studenten durch die Hochschule, da einesteils die Postverwaltung sich entschloß, ihr Menschenmaterial für den höheren technischen Dienst von den Hochschulen zu beziehen (was in Bayern schon vor dem Kriege der Fall war), und da anderenteils die Fabrikation der Nachrichtenmittel im weitesten Sinne eine solche volkswirtschaftliche Wichtigkeit gewonnen hatte, daß sie an Bedeutung der Maschinentechnik gleichkam und der Bedarf an Ingenieuren für diesen Zweig der Industrie stark wuchs. Die Anforderungen von dieser Seite ließen sich zum Teil organisch leicht in dem bisherigen Lehrmechanismus einfügen, da es in erster Linie die Hochfrequenztechnik war, die berücksichtigt werden mußte, die sich zwanglos an die bisher gelehrte Niederfrequenztechnik anschloß. Es traten aber auch eine Menge neuer höchst interessanter und wichtiger Gebiete auf, wie z. B. die Akustik, die Elektronik usf. Weiterhin brachte die stets in ihrer Bedeutung wachsende Lichttechnik die Fragen der thermischen und der kalten Strahlung, des Hochvakuums, der Entladungsröhren der verschiedensten Art. Auch die Steigerung des Elektrizitätsverbrauchs namentlich für thermische Zwecke ließ die Thermodynamik für den Elektroingenieur nicht unwichtig erscheinen, die er namentlich auch im Dienst der chemischen Industrie dringend brauchte. Schließlich kamen noch die Bedürfnisse der Röntgenröhrenindustrie mit ihren Hilfsapparaten für medizinische und industrielle Zwecke.

Aus dieser kurzen Übersicht erkennt man, daß für den Elektroingenieur im weitesten Sinne heute ein ungeheures Betätigungsfeld offen steht, daß aber sein Wissen und Können außerordentlich viel weiter reichen muß als vor dem Kriege, wenn er fähig sein soll, in einiger Zeit in diese Gebiete wenigstens einigermaßen rasch sich einarbeiten zu können.

Es kommt noch hinzu, daß all diese Gebiete nicht unabhängig voneinander bestehen, sondern eine sehr starke Verflechtung vorhanden ist; man denke z. B. nur an ein modernes Kraftwerk mit seinen Maschinen und Apparaten, mit Hochfrequenztelephonie, das gleichzeitig Materialkontrolle mit Röntgenröhren und Stoßspannungsvorrichtungen vornimmt, seinen thermischen Wirkungsgrad elektrisch kontrolliert und mit dem Kathodenstrahloszillographen Störungen registriert. Ähnliche Beispiele namentlich in der fabrizierenden Industrie lassen sich zahllos finden.

Es ist an sich natürlich unmöglich, einem jungen Menschen alle diese Kenntnisse mitgeben zu wollen, es wäre auch schädlich. Es kann sich nur darum handeln, technisch-physikalisch eine

so gute Allgemeinbildung zu geben, daß er imstande ist, sich in alle auftretenden Fragen rasch einzuarbeiten. Die Zeit der Spezialausbildung für ein bestimmtes Fach an den Technischen Hochschulen ist endgültig vorüber, es muß eine Angleichung an die Universitätsbildung eintreten, die in erster Linie auf gute allgemeine Grundlagen gerichtet ist.

Wenn man von der technischen Physik im Lehrgang der Elektrotechnik spricht, so muß man berücksichtigen, daß es sich um die Ausbildung von Elektrotechnikern handelt, also von Menschen, die beabsichtigen, in der mit elektrischen Fragen beschäftigten Industrie tätig zu sein.

Es wird also das Schwergewicht der Ausbildung immer die Lehre von der Elektrizität in ihren verschiedensten Arten sein.

Zweitens ist zu berücksichtigen, daß es sich um die Ausbildung von Ingenieuren handelt. Im Gegensatz zum reinen Physiker handelt es sich nicht nur um die wissenschaftliche Feststellung von naturwissenschaftlichen Zusammenhängen und Gesetzmäßigkeiten, sondern es kommt hinzu das gestaltende Moment (konstruktiv und rechnerisch), denn in letzter Linie sollen doch alle Messungen und Untersuchungen in Form eines Apparats, eines Instruments, einer Maschine in Fleisch und Blut umgesetzt werden, und sie haben zudem noch die schwere und unbarmherzige Probe der Wirtschaftlichkeit zu bestehen. Die Gestaltungsfähigkeit in jeder Form sehe ich als die wichtigste Eigenschaft des Ingenieurs an, und es muß der wichtigste, freilich aber auch der schwerste Teil der Unterrichtstätigkeit sein, dieses schöpferische Moment, die vom Verstand beherrschte Phantasie, zu wecken und zu pflegen.

Das ist zunächst die eine Seite. Die andere sieht vom Standpunkt des Hochschullehrers noch anders aus. Es ist jährlich an allen Hochschulen eine gewisse und im allgemeinen nicht kleine Menge von Studenten der Elektrotechnik auszubilden. Diese Studenten gehen nach dem Studium in die verschiedensten Wirkungskreise. Es ist die Verpflichtung der Hochschullehrer dem Staate gegenüber, dieses Menschenmaterial so auszubilden, daß es später in irgendeiner Weise sich nutzbringend betätigen kann. Von diesem Menschenmaterial ist ein geringer Prozentsatz sehr Begabter, die dazu befähigt sind, später die führenden Stellen in jeder Hinsicht zu bekleiden. Der Mittelwert steht in seiner Begabung erheblich tiefer, umso tiefer, je größer die Gesamtzahl ist. Dieser Mittelwert umfaßt aber den zahlenmäßig größten Teil. Aus der oben genannten Verpflichtung folgt nun, daß zunächst für diesen Mittelwert gesorgt werden muß, und daß dann Ergänzungen vorzunehmen sind, die für die Begabten geeignet sind und diesen das geben, was sie für ihr größeres Können brauchen.

Man muß deshalb den Unterrichtsstoff so teilen, daß zunächst in einer möglichst allgemeinen Vorlesung nur Grundlagen, aber diese gründlich und wirkungsvoll gebracht werden, und daß die schwierigeren Seiten Spezialvorlesungen vorbehalten sind, die nur von den Begabteren besucht werden.

Alle diese Vorlesungen sind nun so einzurichten, daß der vorgetragene Stoff sofort zu selbständiger produktiver Tätigkeit des Studenten führt, zunächst in sehr bescheidenem Maße, dann in immer mehr steigender Weise. Dies ist nur möglich, wenn zunächst im Kolleg zu jeder Theorie und zu jedem Experiment eingehendste Anwendungen gebracht, und wenn vor allem in den rechnerischen Übungen und in den experimentellen Praktika im engsten Anschluß an das im Kolleg Vorgetragene selbständige Anwendungen durchgeführt werden. Die Hilflosigkeit der Studenten besteht einmal darin, daß er in der Anwendung des abstrakten Inhalts der Vorlesung auf das Materielle sehr große Schwierigkeiten sieht, weil er nicht weiß, wie er anpacken soll, und in einem Mangel an Vertrauen in eigene selbständige Schlußfolgerungen überhaupt. Beides ist nur durch dauernde Gewöhnung und Übung überhaupt zu überwinden. Es wäre von diesem Standpunkte aus überaus begrüßenswert, wenn auch an den Technischen Hochschulen die an den Universitäten schon lange üblichen Seminare in größerem Umfange eingeführt würden, wo wissenschaftliche und technische Arbeiten in freier Rede und Gegenrede besprochen und kritisiert würden. Der Student sollte aus einem Lernenden auch zu einem Mitarbeiter werden, der sich eigene Anschauungen und Überzeugungen erwirbt und sie vertritt. Es sollte in den grundlegenden Kollegs weniger auf Exaktheit und auf Existenzbeweis ankommen, als auf möglichste Plastik des Vorgetragenen in jeder Richtung, auf Beleuchtung des Gegenstandes von den verschiedensten Seiten und unmittelbare Übersetzung der nötigen abstrakten Begriffe ins unmittelbar faßbar Anschauliche.

Die allgemeine Vorlesung, die vor dem Vorexamen für die Elektrotechnik in Frage kommt, ist die „allgemeine Elektrotechnik“ oder „Einführung in die Elektrotechnik“. Sie ist meist nicht nur für die Elektrotechniker, sondern auch für Maschinenbauer, Chemiker usf. gedacht. Sie ist ihrer Natur nach natürlich rein physikalischen Ursprungs und könnte auch von einem Physiker abgehalten werden. Ich würde aber doch Bedenken haben, sie von einem beliebigen Physiker halten zu lassen. Denn diese Vorlesung soll als Grundlage für die späteren Fachvorlesungen dienen. Für den Chemiker ist sie die einzige

Vorlesung, für den Maschinenbauer die vorbereitende für eine zweite, die sich mit den Spezialfragen der Elektrotechnik befaßt. Es ist m. A. zunächst das Wichtigste, daß diese Vorlesung nicht enzyklopädisch ein enormes Material bringt, sondern daß sie sich bescheidet, die Grundbegriffe einzuhämmern. Wenn man weiß, welche Schwierigkeiten der Begriff der Stromstärke, der Spannung, der Leistung, die Anwendung der Kirchhoffschen Gesetze (namentlich bei Wechselstrom) usf. zunächst machen, wird man bescheiden, und man wird alles daran setzen, diese Begriffe zunächst so einzuprägen, daß mit ihnen gearbeitet werden kann. Es ist nicht einmal nötig, viel Experimente in dieser Vorlesung zu bringen, aber es ist nötig, viel zu rechnen, Kurven zu zeichnen und zu zeigen, wie man mit experimentellem Material arbeitet, um Dimensionierungsfragen in jeder Hinsicht zu lösen. Wenn ein Physiker die Vorlesung hält, wird man von ihm verlangen müssen, daß er z. B. die Berechnungsmethoden des praktischen Dynamobaues und der Leitungsdimensionierung kennt; denn z. B. die Lehre vom magnetischen Feld und, was man von dieser Lehre bringt, und analog das vom elektrischen Feld hängt stark von der Einstellung des Vortragenden ab, und im Interesse einer guten Ausnutzung der beschränkten Unterrichtszeit muß diese Vorlesung so gestaltet sein, daß sie in den Begriffen und Formulierungen möglichst eng an die anschließenden Vorlesungen sich anschmiegt. Sie wird also gehalten werden von einem Ingenieur, der so viele physikalische Kenntnisse besitzt, daß er den Zusammenhang aller Erscheinungen und ihre Rückführung auf die physikalischen Meßmethoden und die physikalische Begriffsbildung beherrscht, oder von einem Physiker, der so ausgedehnte Kenntnisse in den elektrotechnischen Anwendungen besitzt, daß er die Vorlesung mit Rücksicht auf diese halten kann. Sie wird nat. technisch-physikalischen Charakter haben, aber sie wird nicht aufgehen können in der allgemeinen physikalischen Vorlesung, weil dort schon gar nicht die Zeit vorhanden ist, den Gegenstand so eingehend zu behandeln, wie es für diesen Zweck nötig ist, und weil dort auch schon durch den mehr beschreibenden Charakter die Gesichtspunkte andere sein müssen, als in dieser Vorlesung, es sei denn, man vergrößere die Stundenzahl der physikalischen Vorlesung ganz erheblich, was wohl meist an der Überlastuug der Dozenten scheitern wird.

An diese Vorlesung schließt sich meist das elektrotechnische Anfängerpraktikum an, für dessen Leitung auch wieder als wichtigster Gesichtspunkt gelten muß, nur zu selbständigen Überlegungen zu führen und die Aufgaben so zu stellen, daß nicht nur ein bestimmtes Programm erfüllt werden muß, sondern daß der denkende Student auch „mehr" machen kann und etwa eine im Anschluß an das Kolleg entstandene Frage selbst experimentell nachprüfen kann.

Was nun die Vorlesungen elektrischen und physikalischen Charakters nach dem Vorexamen anbelangt, so müssen sie sich natürlich hauptsächlich mit der Entwicklung der Maxwellschen Elektrodynamik beschäftigen und haben als Inhalt eigentlich angewendete mathematische Physik. Aber auch hier gilt wieder das früher Erwähnte. Sie müssen gehalten werden von einem Dozenten, der das Physikalische vollkommen heherrscht, der aber so genaue Kenntnis der anschließenden rein technischen Fächer hat, daß er Inhalt und Form der Vorlesung so gestaltet, daß er diese Fächer so viel wie möglich entlastet, und sie ohne weiteres auf dieser Vorlesung weiterbauen können. Auch in diesen Vorlesungen muß die Tendenz herrschen, praktische Anwendung und Theorie engstens zu kuppeln, viele Beispiele auch zahlenmäßig durchzurechnen und vom Theorem wenigstens den Weg bis zur technischen Verwertung anzudeuten. Vor allem muß auch hier der Student zu möglichst selbständiger Beurteilung der zu bearbeitenden Fragen geführt werden, in Übungen und Seminar. Es ist natürlich leicht und sehr wichtig, diese Vorlesungen so einzurichten, daß sie möglichst allen Gebieten der Elektroanwendung gerecht werden, Niederfrequenz und Hochfrequenz können gleichmäßig berücksichtigt werden, Raumladungsfragen, Betriebskapazitäten, Kettenleiter, Phasenkompensation usf. können prinzipiell zwanglos hineingearbeitet werden. An manchen Hochschulen wird die gesamte Schwingungslehre gesondert behandelt, was ohne weiteres möglich und organisch berechtigt ist. Auf diese mehr grundlegende Vorlesung bauen sich dann weitere Spezialvorlesungen auf, die mit Laboratoriumsübungen verbunden sind. Diese Vorlesungen werden wohl am besten von Spezialisten ihres Faches gehalten. Da sie z. B. namentlich in der Röntgentechnik und in der Nachrichtentechnik und zum Teil auch in der Hochspannungstechnik stark physikalischen Einschlag haben, wird möglichst enge Beziehung des Dozenten mit der Physik sehr erwünscht und nötig sein, wie es ja auch meist der Fall ist.

Dies wäre die Rolle der technischen Physik im Werdegang des normalen Studenten, der mit dem Diplom-Ingenieur abschließt.

Es ist aber noch eine zweite und sehr wichtige Seite der technisch-physikalischen Ausbildung zu erwähnen, welche nur für einen kleineren Teil der Elektrotechniker in Frage kommt, die ihre technische Ausbildung nach der Seite der physikalischen Untersuchung und Forschung vertiefen wollen, und die beabsichtigen, später in Industrielaboratorien forschend tätig zu sein. Es handelt sich hier um Elektrotechniker, d. h. Studenten,

die später in erster Linie auf dem Gebiet der Elektrotechnik tätig sein wollen, die aber befähigt sein wollen, die auftretenden Fragen mit allen Hilfsmitteln der Physik, also auch optischen, thermischen, akustischen usf. klären zu können. Für diese Studenten muß besonders gesorgt werden. Besondere Vorlesungen für sie werden meist nicht nötig sein, man wird sie auf die speziellen mathematischen und physikalischen Vorlesungen verweisen können, für die sie nach Beendigung des normalen Studiengangs Zeit haben. Der Schwerpunkt ihrer Ausbildung muß im Laboratorium liegen. Sie werden schon möglichst gegen Ende ihres normalen Studiums in kleinen „vorgeschrittenen“ Praktikas der Physik, der Wärmelehre, der Elektrotechnik im allgemeinsten Sinne arbeiten, wo sie erkennen, ob sie zur selbständigen Beantwortung experimenteller Fragestellungen begabt und geschickt sind. Ist dies der Fall, so werden sie nach dem Diplom-Ingenieur, meist in Form einer Doktorarbeit, in einem physikalischen oder in einem elektrotechnischen Forschungslaboratorium eine größere Arbeit ausführen, die ihnen Gewandtheit und Vertrautheit mit dieser Art von Tätigkeit gibt. Dieses Arbeiten ist natürlich im engsten Sinn technisch-physikalisch und kann nur dann ihren Zweck erreichen, wenn die Leiter dieser Laboratorien selbst physikalisch stark interessiert und gebildet sind, so weit es für den betreffenden Gegenstand nötig ist. Es ist dies die zweite Seite des Eindringens der technischen Physik in den elektrotechnischen Hochschulunterricht, die auch noch relativ jung ist, aber mit der Zeit immer wachsen wird, weil das Bedürfnis nach solchen Menschen da ist, und die auf diese Weise gesteigerte Forschungsarbeit elektrotechnischer Institute schon gute Früchte getragen hat.

Von zwei Seiten scheint mir die technische Physik also im heutigen Unterricht eingebürgert und sich weiter verbreitend, in den grundlegenden allgemeinen Vorlesungen und in der speziellen Forschungsausbildung. Ob ein Physiker oder ein Techniker diese Ausbildung leitet, ist an sich gleichgültig, gefordert werden muß gründliche Kenntnis des Physikalischen und des Technischen, wenn nicht ein einseitiges fruchtloses Resultat erzielt werden soll.

Ich habe mich bemüht zu zeigen, wie ich die Dinge im Augenblick sehe, wie sie jetzt erreicht sind oder mit den gegebenen Mitteln erreicht werden können, und habe keine Verbesserungsvorschläge gemacht. Die Entwicklung geht stetig vor sich, und die nötigen Änderungen werden von selbst kommen, wenn die Idee der Notwendigkeit allgemeiner naturwissenschaftlicher Bildung im Studium der Elektrotechnik sich überall durchgesetzt hat. Auf dem Marsche ist sie.

(Eingegangen am 17. April 1929)

Ziele und Aufgaben technisch-physikalischer Forschungsinstitute in der Industrie

Von H. Gerdien, Berlin

Die Arbeit industrieller Forschungsinstitute zielt im wesentlichen nach zwei Richtungen: Sie umfaßt erstens die laufenden, aufs engste mit der Erzeugung des betreffenden Betriebes zusammenhängenden Fragen — die Tagesfragen, die man als Gegenwartsaufgaben charakterisieren kann —, und zweitens solche allgemeinen, wissenschaftlich-technischen Aufgaben, die am besten völlig frei und unbeeinflußt von Tagesinteressen bearbeitet werden müssen, die zunächst keinen unmittelbar wirtschaftlich auszuwertenden Erfolg versprechen —, die sogenannten Aufgaben auf weite Sicht, die man auch als Zukunftsaufgaben bezeichnen könnte. Wenn wir uns heute mit der Rolle der technischen Physik innerhalb dieses Aufgabenkreises befassen wollen, so muß klargestellt werden, daß sie, so hoch ihr Wert heute eingeschätzt werden mag, nur einen Teil der Leistung übernehmen kann, welche die weitaus meisten industriellen Unternehmen heute von ihren Forschungsanstalten erwarten müssen. Ohne die Zusammenarbeit mit den Vertretern der Stoffkunde im weitesten Sinne, ohne Mitarbeit des konstruierenden Ingenieurs, des Betriebsingenieurs und des Werkstattpraktikers ist eine Erfolg verheißende Arbeit des technischen Physikers nicht mehr denkbar. Die Zeit des Polyhistors auf dem Gebiet selbst der wissenschaftlich-technischen Forschung in der Industrie ist vorüber, der Spezialist hat gesiegt, aber der Spezialist mit dem besten Verständnis für die Nachbargebiete wird stets der wertvollste Mitarbeiter sein. Wir glauben, daß gerade dem technischen Physiker mehr und mehr die Rolle des Mittlers zufallen wird, besonders wenn er schon während seiner Ausbildung darauf bedacht gewesen ist, Anschluß vor allem nach der stoffkundlichen Seite hin zu suchen. Denn die Erfahrung gerade der letzten Jahrzehnte lehrt, daß ein wirklich dauernder Fortschritt eines industriellen Unternehmens nur dann zu verbürgen ist, wenn es sich selbst aller notwendigen Mittel der wissenschaftlich-technischen Forschung bedient. Das gilt in gleicher Weise für die Gewinnung der Rohstoffe, ihre Veredelung, die formgebende Bearbeitung jeder Art bis zur Fertigstellung samt Lagerung und Transport. Nur der kann heute im Wettbewerb bestehen, der von Grund aus alle nur erdenklichen Vorteile seinem Unternehmen zugänglich macht. —

Wenden wir uns nun den Gegenwartsaufgaben zu! Sie werden zumeist von den laufenden Erfordernissen des Betriebes gestellt: Wir meinen damit nicht etwa die laufende Werkstoffprüfung und Fabrikationskontrolle, die beide nicht Aufgaben der Forschungsinstitute der Industrie zu

sein pflegen. Wohl aber handelt es sich hier um alles, was mit den Fortschrittsarbeiten auf diesen Gebieten zusammenhängt. Ein neues Gewinnungsverfahren, ein neues Arbeitsverfahren, die Anpassung an einen neuen Markt stellen Aufgaben, die meist durch die Verfeinerung der bisherigen Meßmethoden, möglichst unter gleichzeitiger Vereinfachung dieser, gelöst werden müssen. Oft handelt es sich darum, diese Meßmethoden den Anforderungen der Massenfertigung anzupassen, derart, daß hochwertiges Personal für die Kontrolle ersetzt werden kann durch Kräfte geringerer Vorbildung oder gar durch Automaten. Messen heißt sparen! Rechtzeitige und durchgreifende Kontrolle wird unter den angelieferten Rohstoffen Ungeeignetes ausscheiden, noch während der Bearbeitung erkennbar werdende Fehler bezeichnen und so unnötig aufzuwendende Bearbeitungskosten ersparen. Durchgreifende Kontrolle des Fertigfabrikats wird den Bruchteil des vom Kunden Beanstandeten ständig verkleinern. Es sei in diesem Zusammenhang besonders hingewiesen auf die neuzeitliche Verdrängung chemischer Kontrollmethoden durch physikalisch-chemische und mehr und mehr auch physikalische Methoden. Der Zug, Ersparnisse in der Wärmebilanz zu machen, geht heute durch alle Unternehmungen. Chemische Methoden der Feuerungskontrolle, die meist nur diskontinuierliche Einzelwerte lieferten, meist auch zu spät, um den Heizvorgang wirksam beeinflussen zu können, mußten physikalischen Kontrollmethoden weichen, welche es erlauben, kontinuierlich zu messen und so rasch zu messen, daß die Resultate zur Regelung des Heizvorganges verwertet werden können. Die neueste Entwicklung zielt dahin, selbsttätige Regelorgane an die Meßorgane anzuschließen: Wir sehen in den Kesselhäusern großer Elektrizitätswerke ein System, das den zu liefernden Dampf nach Druck, Temperatur und Menge erfaßt und diese abhängigen Variablen durch sinngemäße Steuerung der Zufuhr an Brennstoffen und Verbrennungsluft entsprechend dem Verbrauch an Dampf regelt; dazu wird der Verbrennungsvorgang selbst auf Grund der Kontrolle der Rauchgaszusammensetzung und Temperatur so günstig wie möglich geleitet. Zu ähnlichem Ziel ist ein Aufgebot an technischen Physikern in der chemischen Industrie tätig, die Kontrolle des die Werke durchfließenden Wärmestromes noch weiter zu vervollkommnen: Der Dampfverbrauch wird in allen Verteilungsleitungen und Verbrauchsstellen messend erfaßt, örtlich und zentral angezeigt und aufgezeichnet. Die Probleme der Trocknung erfordern ständig erneuerten Einsatz physikalisch-technischer Untersuchungen, welche auf die Anpassung an das Trockengut, die vorhandenen Energiequellen und die Verbesserung der Ökonomie abzielen. Die neuzeitliche chemische Großindustrie macht umfangreichen Gebrauch von Gasreaktionen, die katalytisch beschleunigt werden; damit erwuchsen Meßmethoden zur Überwachung der Reinheit der Gase (der Freiheit von Katalysatorgiften), die man noch vor wenigen Jahrzehnten selbst in einem Präzisionslaboratorium, geschweige denn in einem chemischen Großbetriebe für unmöglich gehalten hätte. Die Physik der Reinheitskontrolle ist heute in vielen Industrien zu einem wesentlichen Hauptbestandteil der technischen Forschung geworden. Dahin gehört die Glühlampenindustrie, der Quecksilbergleichrichterbau, die Industrie des Hochvakuums (Röntgenröhren, Verstärker- und Schwingerröhren), neuerdings auch die Glasindustrie und die keramische Industrie mit Teilen ihrer Fertigung. Die vielseitigste Anwendung von Präzisionsmethoden dieser Art weist wohl die elektrotechnische Industrie auf. Die schnell wachsenden Anforderungen, die seit einiger Zeit an die hochwertigen magnetischen Baustoffe der Schwachstromindustrie gestellt werden, haben notwendig zur Ausarbeitung von Meßmethoden geführt, welche die Reinheit der Ausgangsmaterialien nicht weniger genau kontrollieren lassen als die Wirkungsweise der thermischen Behandlung der fertigen Legierungen. Unter den Feinkontrollen der elektrotechnischen Fertigung ist eine der ältesten die der Kabelherstellung. Von der Zeit der ersten Seekabel an, deren Prüfung während der Herstellung und der Verlegung einen Werner von Siemens beschäftigte, bis zu den neuzeitlichen vieladrigen Fernsprechkabeln mit ihrem bis auf Promille vervollkommneten Kapazitätsausgleich, zeigt sich der fördernde Einfluß der technischen Präzisionsmeßtechnik im hellsten Lichte mit ihrem charakteristischen Eindringen in die Praxis unter Anpassung der Meßmethode an die Bedürfnisse dieser: Isolationsprüfung, Fehler-Ortsbestimmung, Kapazitätsmessung müssen in der Kabelfabrik, auf dem Kabeldampfer und auf freier Strecke durch den Meßtrupp geleistet werden. Einen im einzelnen noch gar nicht voll ausgewerteten Aufschwung hat die physikalisch-technische Meßtechnik durch die Elektronenröhren als Verstärker, Schwingungserzeuger und Kathodenstrahloszillograph genommen. Um mehrere Größenordnungen ist durch sie der Wahrnehmungsbereich unserer Sinnesorgane und unserer bisher feinsten elektrischen Meßinstrumente erweitert worden. Ziele und Aufgaben dieser noch in rascher Entwicklung befindlichen Forschungsarbeit ergeben sich von selbst.

Ist das Messen und die Entwicklung neuer Meßmethoden in der Industrie nur die Grundlage alles Fortschritts — gewissermaßen der Ausdruck des Bestrebens nach Ordnung und Sauberkeit eines Betriebes, so bildet die Beteiligung der technischen Physik an der eigentlichen Entwicklungs-

und Fortschrittsarbeit den zweiten Teil der Gegenwartsaufgaben. Hier berührt sich die Arbeit des technischen Physikers mit der des Ingenieurs. Wären die Anforderungen, welche die Technik stellt, heute noch dieselben, wie z. B. in der Pionierzeit des Apparate- und Maschinenbaues, so könnte die Entwicklungsarbeit wohl allein von dem Ingenieur geleistet werden. Wir sehen, daß das heute nicht mehr in diesem Umfange der Fall ist — und das gerade überall da, wo die allerhöchsten Ansprüche an Präzision, an Gewichts- und Raumausnutzung, an Geschwindigkeit und Sicherheit gestellt werden. Der hier zur Verfügung stehende Platz erlaubt nur, Gebiete als Beispiele zu nennen, ohne näher auf sie einzugehen: Wir denken an die Navigationsinstrumente des Verkehrs zu Wasser und in der Luft und die dazugehörigen Kontroll- und Sicherungsorgane — Kreiselkompaß, Echolot, Unterwassersignal- und Geräuschempfang, Leitkabel, Induktionskompaß, das optische und elektrische, dem Verkehr zu Lande, zu Wasser und in der Luft dienende Signalwesen und hier besonders an die Anstrengungen neuesten Datums, welche die Übertragung von Signalen auf die Lokomotive und die Zugbeeinflussung zum Ziele haben. Ohne Stockung vollzieht sich vor unseren Augen der Siegeszug der Optik in der Mikroskopie, im optischen Meßwesen — hier gewaltig gefördert durch die militärischen Anforderungen —, in der Photographie bis zum neuzeitlichen Reihenbildner und ähnlich in der Beleuchtungstechnik. Sollen wir noch an den stürmischen Entwicklungsgang der Fernmeldetechnik und in ihrem Gefolge der Elektroakustik erinnern, vom Telegraphen zum Telephon, von der Überlandleitung zum Seekabel, vom städtischen Fernsprechnetz zum interurbanen Fernkabelnetz von kontinentaler Erstreckung, von der drahtlosen Telegraphie zur Telephonie und zum Rundfunk — überall spinnt sich der gleiche, rascher und rascher ablaufende Faden einer ungeheuren technischen Entwicklung —, einer Entwicklung, die über das Fernbild fast schon beim Fernsehen angelangt ist.

Was ist nun das Charakteristikum dieser technischen Entwicklung? Wir haben auch in früherer Zeit schon Ausnutzung des vorhandenen Baustoffes auf Grund rechnungsmäßiger und konstruierender Entwicklungsarbeit gehabt. Wir haben auch die Stoffkunde und die Werkstoffprüfung gekannt — was ist denn Neues hinzugekommen? Man muß das Neue wohl darin erblicken, daß im Verein mit dem rechnenden Konstrukteur heute überall der technische Physiker herangezogen wird, dessen Aufgabe es ist, durch den Versuch im Laboratorium den Weg der Entwicklung zu erhellen. Er muß durch den Versuch und die systematische Abwandlung aller Versuchsbedingungen die Grenzen festlegen, innerhalb deren sich die Entwicklung überhaupt bewegen kann. Er muß, wenn die vorhandenen Werkstoffe in ihren Eigenschaften für die gedachte Entwicklung nicht ausreichen sollten, entweder dem Werkstoffkundigen die Richtung für neu einsetzende Forschung weisen oder, wenn dieses nicht zum Ziel führt, dem formgebenden Konstrukteur Anregung für neue Wege geben. Immer wieder treffen wir auf die Notwendigkeit der Zusammenarbeit des technischen Physikers mit dem Chemiker, dem Metallkundigen, dem Glastechniker, dem Werkstattingenieur, dem Konstrukteur. Sie alle durch verfeinerte Meßmethoden, durch feingeregelte Herstellungsvorrichtungen zu unterstützen, muß eine der Hauptaufgaben des an der technischen Fortschrittsarbeit beteiligten technischen Physikers sein. An dem Beispiel der Werkstoffprüfung läßt sich augenfällig veranschaulichen, wie hier die Entwicklung läuft. Waren es in den Anfängen nur die wenigen, meist statischen Methoden, die sich in die industriellen Untersuchungen Eingang verschaffen konnten (Bestimmung der Zug- und Druckfestigkeit, Biegungs- und Verdrillungsfestigkeit, Bruchdehnung, Streckgrenze), so geht die Werkstoffprüfung jetzt immer mehr den Weg der möglichst vollkommnen Anpassung des Prüfverfahrens an die dem fertigen Objekt auferlegte tatsächliche Beanspruchung. Über die Kerbschlagprobe, das Dauerschlagwerk, sind wir zur Prüfung unter schwingender Belastung, zum Dauerzug- und Druckversuch, zum Dauerbiegeversuch und Dauertorsionsversuch fortgeschritten, der Begriff der Baustoffdämpfung gewinnt beherrschenden Einfluß vor allem auf den Leichtbau (Automobil- und Flugzeugbau). Da, wo die Rechnung den konstruierenden Ingenieur im Stich läßt, setzt die optische Untersuchung am durchsichtigen Modell des Bauteiles ein und enthüllt übersichtlich die Verteilung der Spannungszustände, die unter beliebiger Belastung an jeder Stelle in seinem Innern zu erwarten sind. Der Modellversuch am Modell aus dem später zu verwendenden Baustoff unter Belastung bis ins plastische Gebiet hinein muß diese erste Methode zuweilen ergänzen. Gehen wir so vor, so werden uns weniger unangenehme Überraschungen bevorstehen an der fertigen Maschine — aber die am weitesten gehende Sicherheit wird uns stets der Versuch am fertigen Maschinenteil verschaffen: Hier sehen wir z. B. an der fertig eingebauten Dampfturbinenschaufel, ob sie trotz ihrer für zweckmäßig gehaltenen Formgebung, Befestigung und der Eigenschaften ihres Werkstoffes nicht doch etwa Beanspruchungen unterliegt, die ihr eine zu geringe Lebensdauer im Betrieb verheißen. Überhaupt müßte man, um Verständnis für die Arbeit des technischen Physikers zu erwecken, überall in der Technik das Wort „Lebensdauer" hinreichend betonen:

Wir haben in den physikalischen Laboratorien viele schöne Instrumente, Apparate und Maschinen; technische Hilfsmittel, die einen breiteren Markt haben, werden erst daraus, wenn sie auch einen Dauergebrauch von einer gewissen längeren Lebensdauer aushalten, wodurch sie erst zu wirtschaftlicher Verwendbarkeit gelangen. So gehört der Dauerversuch, die Lebensdauerprüfung, der Verschleißversuch, abgewandelt nach der Richtung des Versuches im Tropenraum, auf dem Schüttelrahmen und so fort, zu den neuzeitlichen Prüfungen jedes wichtigeren Fabrikates. Doch noch andere Gesichtspunkte müssen bei der heutigen Entwicklungsarbeit der Technik berücksichtigt werden. Nicht immer ist, wie bei den an die äußersten Grenzen herangehenden Konstruktionen des elektrischen Großmaschinenbaues, des Flugzeugbaues und des Verbrennungsmotorenbaues, das zu erreichende technische Ziel ausschlaggebend; bei den Fabrikaten der Massenfertigung, z. B. der Glühlampe, dem Installationsmaterial für Beleuchtung, den Massenteilen der Fernmeldetechnik, kommt es viel mehr noch auf die billige und zweckmäßige Herstellungsweise an! Hier dem Werkstattingenieur zu helfen, ist eine der wichtigsten Aufgaben der technischen Physik, deren Aufgabenkreis sich auch hier aufs engste mit dem der Chemie und der Metallographie berührt. Läßt sich doch, um nur einige Beispiele zu nennen, eine neuzeitliche Fließfertigung von Schaltern nur durchführen, wenn die durch Kitt verbundenen Teile schon nach kurzer, in engen Grenzen bestimmter Zeit in ihrem Sitz fest geworden sind; das läßt sich nur erreichen durch völliges Beherrschen der Vorgänge, die der Verfestigung des Kittes zugrundeliegen. Auf ähnlichen, eng eingegrenzten Bedingungen beruht ein wesentlicher Teil der Herstellung von Hochvakuumapparaten, wo durch Zufuhr von elektrischer Energie in Form von Hochfrequenzstrom oder Kathodenstrahlen lokale Erhitzungen von ganz bestimmter Dauer, Temperatur und Wirkung benutzt werden. Die genaue Kenntnis der Vergütungserscheinungen der Legierungen bildet seit alters her die Grundlage umfangreicher Fertigungen; sie wird seit langer Zeit bei der Härtung des Kohlenstoffstahles benutzt und erleichtert heute besonders die Formgebung und Veredlung der Leichtmetallegierungen. Hier, wie schon bei der Herstellung von Halbzeug in der Schwerindustrie (Walzen, Ziehen, Schrägwalzen, Pilgern, Überdendornziehen von Rohren usw.), bildet die genaue Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit, Härte, Elastizitätsgrenze als Funktion der Temperatur die Grundlage des Herstellungsverfahrens und den Ausgang jeder Rationalisierungsbestrebung. Würde es eine Maschinenglasfabrik mit erträglichen Ausschußziffern geben, wenn man nicht über die Kenntnis der Viskosität des Glases als Funktion der Temperatur und der Zusammensetzung sicher verfügte? Die Fortschritte auf dem Gebiet der Schweißung führen zu neuen Wegen der Formgebung: Während man bis vor kurzem außer dem Gießen und Kneten zur Formgebung nur noch die spanabhebende Bearbeitung und das Schleifen benutzte, ist man jetzt zum Auftragen von Werkstoff mittels des Schweißlichtbogens gelangt — so werden durch Verschleiß im Querschnitt verringerte Eisenbahnradbandagen jetzt wieder durch Auftragen verstärkt. Die Verbindung verschiedener Werkstücke wird mehr und mehr durch Schweißung geleistet. Diese verdrängt die Nietung. Ganz neue Wege hat vor kurzem die Schweißung mittels aktiven Wasserstoffes eröffnet.

Damit sind wir schon in das Gebiet der eigentlichen Forschungsaufgaben, der sogenannten Zukunftsaufgaben eingedrungen: Ist doch die Technik der Schweißung mittels aktiven Wasserstoffes nur als eine Frucht am Baum der Forschungsarbeiten von J. Langmuir abgefallen, die er neulich selbst in so reizvoller Weise geschildert hat, und die andererseits zur gasgefüllten Glühlampe geführt haben. Die zunächst ganz „tendenzlose" Forschungsarbeit Langmuirs beschäftigt sich mit dem Verhalten hocherhitzter Wolframkörper gegenüber den Einwirkungen der Restgase des Glühlampenvakuums. Die wachsende Kenntnis dieser Einwirkungen führt zur Untersuchung des Energieverlustes hocherhitzter Körper in einer Gasatmosphäre von größerer Dichte. Es wird die Anomalie der Wärmeabgabe in Wasserstoff entdeckt; sie wird aus der Dissoziation des Wasserstoffes verstanden, damit wird der atomistische Wasserstoff selbst Gegenstand der Forschung. Seine Darstellung im Lichtbogen, seine Eigenschaften werden untersucht. Damit ergeben sich die technischen Anwendungen gewissermaßen von selbst. Dieser Verlauf der Arbeiten Langmuirs ist typisch für den Wert allgemeiner Forschungsarbeiten, die in einer technisch interessierten Umwelt vorgenommen werden. Sie ist typisch auch gerade für die eigenartige Rückwirkung des industriellen Milieus auf diese Forschungsarbeit. Es ist eine durch die Erfahrung vielfach bestätigte Tatsache, daß eine zunächst ohne jede spezielle Anwendungsmöglichkeit unternommene Forschungsarbeit in den Laboratorien der Industrie doch sehr bald zu nutzbaren Anwendungen führt, wenn einige Vorbedingungen erfüllt sind: Es darf die Forschung auf allgemeiner Grundlage nicht zu frühzeitig durch Rücksichten auf Anwendungsmöglichkeiten nach der Breite und Tiefe ihrer Anlage beeinträchtigt werden, und auf der anderen Seite muß die notwendige enge Verbindung mit allen den Stellen gesichert sein, denen die technische Weiterentwicklung und die wirtschaftliche Ausnutzung des Neuen obliegt. Hat man diese

beiden Gesichtspunkte klar erkannt, so wird man auch verstehen, daß industrielle Forschungsinstitute, die sich mit Zukunftsaufgaben beschäftigen, nicht ohne weiteres buchmäßig gewinnbringende Unternehmungen zu sein brauchen. Forschungsarbeiten dieser Art befassen sich notwendig zumeist mit Problemen, deren Lösung oder gar wirtschaftliche Verwertung nicht innerhalb kurzer Zeit zu gewährleisten ist. Es sind, wie schon gesagt, Aufgaben auf längere Sicht, bei denen das Unternehmen selbst das Risiko völligen Fehlschlages in den Kauf nehmen muß. Daß die Arbeit an derartigen Aufgaben letzten Endes doch im Durchschnitt über längere Zeiten nicht nur gewinnbringend, sondern auch unentbehrlich für den technischen Fortschritt jedes Unternehmens ist, kann aus der Beobachtung abgeleitet werden, daß im Laufe der letzten Jahrzehnte und Jahre zunächst vereinzelt, dann in immer größerem Umfange, Unternehmungen der verschiedensten Zweige der Industrie dazu übergegangen sind, sich entweder eigene Forschungsinstitute einzurichten oder solche doch wenigstens auf genossenschaftlicher Basis zu betreiben. Welches werden nun voraussichtlich wesentliche Ziele und Aufgaben derartiger Forschungsarbeiten sein? Das Prophezeien ist in der Technik ein noch undankbareres Geschäft als auf den meisten anderen Gebieten menschlicher Tätigkeit, und es ist für einen einzelnen heute auch fast unmöglich, das Gesamtgebiet auch nur schätzungsweise zu kennzeichnen. Es kann daher hier nur versucht werden, andeutungsweise einige Beispiele für derartige Ziele und Aufgaben zu geben, soweit sie sich aus dem gegenwärtig Gegebenen extrapolieren lassen. Die erwähnten Arbeiten Langmuirs können den Ausgangspunkt bilden, sie gehören gewissermaßen als Spezialfall in einen größeren Aufgabenkreis der technischen Physik, der wiederum aufs engste mit Fragen der Stoffkunde zusammenhängt, und den man als Physik der Grenzschichten und Physik der dünnen Schichten überhaupt charakterisieren könnte. Hierher gehören die Fragen des Elektrizitätsdurchgangs durch Grenzschichten und durch Schichten von Isolierstoffen überhaupt [Thermionik, photoelektrische Phänomene, Trockengleichrichter, Charakteristik der Strömung durch sehr dünne Schichten hindurch, Erforschung der Durchschlagsfestigkeit geschichteter Dielektrika (Joffészchichten) und ähnliches]. Hierher gehört ferner das große, noch so wenig erforschte Gebiet der Kolloidphysik, Mischungs- und Entmischungsvorgänge (Flotation, Elektrofilter u. dergl.), die Erforschung der gleitenden Reibung unter der Wirkung von Schmiermitteln und die Erforschung der Trocknungsvorgänge. Andere große Aufgaben hängen unmittelbar mit der Energiewirtschaft zusammen: Nutzbarmachung bisher unbenutzter Energiequellen, Vervollkommnung des chemisch-elektrischen oder thermisch-elektrischen Energieumsatzes, das Problem der Speicherung von Energie für verschiedene Zeitdauer, Fernleitung und Verteilung der Energie. Eine große Zahl hoffnungsvoller Aufgaben liegt auf den verschiedenen Grenzgebieten, von denen hier nur das der Elektromedizin erwähnt sei. Den Arzt durch einfache und quantitative Methoden optisch-elektrisch-akustischer Art bei der Diagnose zu unterstützen, erscheint als eine mindestens ebenso wichtige Aufgabe der technisch-physikalischen Forschungsarbeit als die Schaffung therapeutischer Methoden strahlungstherapeutischer oder thermischer Natur. Die Leuchttechnik, heute noch wesentlich auf den Gesetzen des Temperaturstrahlers fußend, wird den Selektivstrahler höchster Ökonomie suchen müssen, der in seiner Emission der Empfindlichkeit des Auges angepaßt ist.

Für längere Zeit dürfte uns auch die Strukturforschung im allgemeinsten Sinne beschäftigen; soweit sie durch Anwendung der Röntgenstrahlung schon in größerem Umfange eingeleitet ist, braucht darüber kaum etwas gesagt zu werden. Aussichtsvoll scheint aber auch die Anwendung der Beugung von Elektronenstrahlen besonders für die Aufklärung des Oberflächenzustandes fester Körper zu sein. Hier wird vielleicht die Strukturforschung der Chemie wesentliche Hilfe leisten können in der Aufklärung der Natur der Katalysatoren. Welche Erfolge das enge Zusammenarbeiten physikalischer und chemischer Strukturforschung erzielen kann, ist erst in jüngster Zeit, besonders durch die Arbeiten von K. H. Meyer und Mark in den Laboratorien der I. G. Farben auf dem Gebiet der Zelluloseforschung bekannt geworden. Aber auch auf dem Gebiet der Metalle und Legierungen muß gerade bezüglich der Dauerbeanspruchung dieser Werkstoffe noch grundlegendes Neue von dem Zusammenarbeiten des Metallographen mit dem Röntgenphysiker und dem technischen Physiker erwartet werden. Es gilt, die Wege zu finden, die von den jetzt bekannten Werkstoffen mit ihren von Störungsstellen bedingten Festigkeitseigenschaften zu wesentlich anderen Werkstoffen führen, deren makroskopisch gemessene Festigkeitseigenschaften den aus der Raumgittertheorie der Kristalle folgenden erheblich näher liegen.

Vielleicht werden sich die technischen Werkstoffe der Zukunft in ihrem Aufbau mehr dem Feinbau der in der organisierten lebenden Natur benutzten Baustoffe annähern.

Was auch kommen mag, nie wird die Technik die freie wissenschaftliche Arbeit an den eigentlichen Zukunftsaufgaben entbehren können — und das umso weniger, weil nur in der freien Forschung und in seiner wissenschaftlichen Arbeit sich die Kräfte heranbilden und erhalten lassen, die auch für die übrigen Aufgaben die geeignetsten Bearbeiter stellen.

(Eingegangen am 8. Mai 1929)

Sollen die technisch-physikalischen Forschungslaboratorien der Industrie rein wissenschaftliche Forschung betreiben?

Von Carl Ramsauer, Berlin

Die mir von der Schriftleitung gestellte Frage will ich ohne Rücksicht auf ideelle Gesichtspunkte behandeln. Ich will daher nicht von der Ehrenpflicht sprechen, welche große Zweige unserer Industrie gegenüber der Wissenschaft haben, der sie ihre Existenz verdanken, oder von den nationalen Interessen, die nach dem Kriege von so überragender Bedeutung geworden sind. Ich will lediglich die ganz nüchterne Frage untersuchen, ob sich vom wirtschaftlichen Standpunkte aus ein wesentlicher Aufwand für rein wissenschaftliche Forschung in den physikalisch-technischen Laboratorien der Industrie lohnt oder nicht lohnt. —

Unter Forschung verstehen wir das Streben, durch experimentelle oder theoretische Arbeit bisher unbekannte Tatsachen zu finden oder bisher unbekannte Zusammenhänge aufzuklären. Rein wissenschaftlich ist diese Forschung dann zu nennen, wenn das Forschungsproblem eine allgemeine wissenschaftliche Bedeutung hat und nach rein wissenschaftlichen Gesichtspunkten in einem Umfange behandelt wird, wie er durch die Natur der Sache selbst gegeben ist. Ob hierbei das Forschungsergebnis technisch ausgenutzt werden soll, und ob vielleicht das Forschungsproblem schon nach technischen Gesichtspunkten ausgewählt war, ist nicht entscheidend, wenn nur das einmal gewählte Problem vom Beginn der Forschungsarbeit an bis zu seiner Lösung ohne Störung durch irgendwelche technische Tendenzen als reines Erkenntnisproblem behandelt wird. Rein in dem ethischen Sinne des völlig selbstlosen Strebens nach Erkenntnis ist diese industrielle Tätigkeit allerdings nicht, doch dürfte die Anwendbarkeit dieses hohen Begriffes in einer Zeit, in welcher die Wissenschaft zu einem viel gesuchten Beruf geworden ist, auch sonst nicht allzu häufig sein. —

Wir wenden uns jetzt zur Behandlung der gestellten Frage. Wir gehen von den Aufgaben aus, welche die hier in Betracht kommenden Industrielaboratorien im Sinne ihrer Firma zu erfüllen haben. Lassen wir die laufenden Arbeiten beiseite, die an sich von großem Umfang sein können, in unserem Zusammenhange aber keine Rolle spielen, so bleiben zwei Hauptaufgaben: Die Entwicklung gegebener technischer Ideen und die Erzeugung neuer technischer Ideen. Wir haben also zu untersuchen, wie weit die rein wissenschaftliche Forschung zur Lösung dieser beiden Aufgaben beiträgt, und wie weit der hierfür notwendige Aufwand sich vom Standpunkt der Wirtschaft rechtfertigen läßt.

Zu der ersten Gruppe von Aufgaben gehört z. B. die Entwicklung der Aufnahme- und Wiedergabeapparatur eines Tonfilmsystems, für welches die Grundideen, wie etwa die Benutzung einer Kerrzelle mit Vorspannung für die Aufnahme und einer lichtelektrischen Zelle für die Wiedergabe, bereits vorliegen. Diese Aufgabe darf nicht in der Form behandelt werden, daß man sich mit den schon vorhandenen Kenntnissen der betreffenden Gebiete und mit den schon gegebenen Apparattypen begnügt und aus ihrer Kombination das Bestmögliche zu machen sucht. Man würde bei einigem technischen Geschick erfreulich schnell und billig zu seinem Ziel gelangen, würde aber nur zu bald erfahren, daß das Resultat vom Publikum abgelehnt und von der Konkurrenz übertroffen wird. Tatsächlich kann ein Dauererfolg nur erzielt werden, wenn die physikalische Aufgabe, den ursprünglichen Ton nach Stärke und Klangfarbe wiederzugeben, so weit gelöst ist, daß die noch verbleibenden Abweichungen nicht mehr als allzu störend empfunden werden. Aus dieser technischen Forderung ergibt sich eine Fülle von Problemen, welche nicht mehr auf Grund schon bekannter Tatsachen, sondern nur mit Hilfe eigener Forschung gelöst werden können.

Es wird sich hierbei zunächst um technische Forschung handeln, d. h. um die Lösung von Fragen, welche nur in diesem speziellen Zusammenhang ein rein praktisches Interesse haben, z. B. um die Aufklärung aller Faktoren, von denen die Störungsfreiheit der benutzten Zellen abhängt, oder um die quantitativen Beziehungen zwischen der ursprünglichen Tonstärke zu dem schließlichen Schwärzungsgrad und um die Beeinflussung dieser Beziehungen durch die zu wählende photographische Entwicklung. Es kann sich aber auch das dringende Bedürfnis nach der Lösung einer rein wissenschaftlichen Frage ergeben, z. B. nach der Lösung der Frage: In welchem Maße tragen die verschiedenen Partialschwingungen eines Klanges zu der vom menschlichen Ohr empfundenen Klangfarbe bei, und wie ändert sich diese Klangfarbe, wenn einzelne Partialtöne künstlich geschwächt oder unterdrückt werden? Diese Frage kann nur dann grundlegend und im vollen Umfang gelöst werden, wenn man zunächst alle technischen Beziehungen und praktischen Zwecke völlig ausschaltet, wenn man sie also als rein wissenschaftliches Forschungsproblem nach rein wissenschaftlicher Methode behandelt, geradeso, wie es in dem wissenschaftlichen Institut einer Universität der Fall sein würde. Erst nach Erreichung der vollen objektiven Erkenntnis darf der praktische Zweck wieder zu seinem Recht kommen. Wir wissen dann, nach welcher Seite wir unsere technischen Anstrengungen zu richten haben, bis zu welchem Grade wir z. B. die ganz hohen oder ganz tiefen Töne berücksichtigen müssen, kurz,

wir haben eine wissenschaftliche Grundlage für unsere technischen Ziele gewonnen.

Dies ist nur ein Beispiel für viele: Sehr häufig wird sich bei der Entwicklungsaufgabe großen Stiles die Notwendigkeit ergeben, zunächst eine rein wissenschaftliche Forschungsaufgabe nach rein wissenschaftlicher Arbeitsweise zu lösen, bevor die technische Entwicklung zum befriedigenden Abschluß gebracht werden kann.

Bis hierher haben wir das Wichtigste, die leitende Grundidee, als schon gegeben angenommen. Wir kommen jetzt zu der zweiten, oben schon genannten Hauptaufgabe der Industrie-Laboratorien, zu der Erzeugung technisch wertvoller Ideen durch eigene Arbeit.

Erfindertätigkeit im eigentlichen Sinne scheidet hier aus. Diese Tätigkeit läßt sich ihrer ganzen Eigenart nach nicht systematisieren. Sie wird daher für ein Industrie-Laboratorium nur insoweit in Frage kommen, als unter seinen Mitarbeitern einzelne Erfindernaturen verstreut sind, und als diese ein oder das andere Mal ihren glücklichen Tag haben. Anders steht es mit der Forschungstätigkeit. Der Forscher erschließt neue Erkenntnisse oder Erkenntnisgebiete und eröffnet damit alle die technischen Möglichkeiten, welche durch diese neuen Erkenntnisse gegeben sind. Diese Tätigkeit ist bis zu einem gewissen Grade erlernbar und läßt sich in einer Laboratoriumsorganisation zusammenfassen, weil sie im Gegensatz zur Erfindertätigkeit eine stetige Arbeit und Zusammenarbeit bedeutet.

Der Gang einer solchen Forschungstätigkeit kann ein ganz verschiedener sein, indem man entweder von einem bestimmten Problem ausgeht, oder sich Schritt für Schritt vom Unbekannten leiten läßt.

Der erstere Fall nimmt verschiedene Formen an. Der Grund zur Wahl des betreffenden Problems kann darin bestehen, daß diese wissenschaftliche Frage mit einer wichtigen technischen Frage in Beziehung steht, wie dies etwa bei den Grundvorgängen der elektrischen Entladung durch Gase gegenüber den Rückzündungserscheinungen des Quecksilberdampfgleichrichters der Fall sein würde. Die technische Beziehung kann aber auch viel weniger greifbar sein. Man geht z. B. von einem bestimmten wissenschaftlichen Gebiet aus, das bereits technisch bearbeitet wird, dessen Bearbeitung aber erweitert werden soll, und sucht die noch verbliebenen Lücken dieses Gebietes durch eigene wissenschaftliche Forschung auszufüllen, in der Hoffnung, durch Vermehrung der Erkenntnis auch die Anwendungsmöglichkeiten zu vermehren. Oder man nimmt ein Problem in Angriff, das gerade im Vordergrund des rein wissenschaftlichen Interesses steht, wie die Frage nach der Natur des Elektrons, in dem Bewußtsein, daß sich im Sinne des technisch Bekannten zwar keine Anwendungsmöglichkeiten zu bieten scheinen, daß aber dieses ganz neue Erkenntnisgebiet vielleicht ganz neue technische Wege eröffnen könnte.

Im zweiten Fall verzichtet man auf einen bestimmten Forschungsplan. Man faßt irgendeine Beobachtung, z. B. eine Betriebserfahrung, ins Auge, die sich durch bisher Bekanntes nicht deuten läßt, und sucht die richtige Deutung durch neue Versuche und Überlegungen zu erlangen. Man wird zunächst einen Teil des Zusammenhanges aufklären können, wird aber bald auf etwas Neues und Unerwartetes stoßen, dies dann untersuchen, und so fort, d. h. man läßt sich vom Unbekannten leiten und folgt ihm weiter und weiter. Wir denken hier z. B. an die langjährigen Untersuchungen Langmuirs, deren Wege wir nach seiner eigenen Schilderung[1]) in allen sachlichen und psychologischen Einzelheiten verfolgen können. Langmuir gelangt, von der Gasabscheidung in den Vakuumglühlampen ausgehend, Schritt für Schritt zur Erforschung aller Wechselbeziehungen zwischen glühenden Metalldrähten, Glaswänden und Gasresten und zur Entdeckung des atomaren Wasserstoffes und seiner Eigenschaften.

Aus dieser neu gewonnenen Kenntnis schöpft er dann neue technische Ideen von größter Bedeutung: Die Konstruktion der gasgefüllten Glühlampe und das neuartige Schweißverfahren mit Hilfe atomistischen Wasserstoffes. Typisch ist hierbei die Trennung zwischen dem reinen Forschungsdrang, welcher von Langmuir als eine Art „Neugier" bezeichnet wird, und welcher nur einen rätselhaften Vorgang objektiv aufklären will, und der technischen Anwendung, welche auf Grund der erreichten Erkenntnis möglich wird. Während seiner Forschungstätigkeit lehnt Langmuir jedes technische Ziel ab in der Überzeugung, daß ein solches Ziel schon ein Vorurteil bedeutet, welches den Gang der eigentlichen Forschungsarbeit unheilvoll beeinflussen würde.. Als ein solches Vorurteil tritt z. B. die Überzeugung seiner technischen Umgebung auf, daß alle Schwierigkeiten auf den Gasgehalt der Lampe zurückgeführt werden müßten, und daß daher das Ideal der Lampenkonstruktion nur durch die Herstellung eines extrem hohen Vakuums erreicht werden könne. Langmuir kümmerte sich garnicht um dieses scheinbar naheliegende technische Ziel, sondern suchte nur nach objektiven Zusammenhängen, die ihm dann nachträglich zeigten, daß dieses technische Ziel ein Trugziel gewesen wäre.

Es ist selbstverständlich, daß nur ein Teil

[1]) Atomic Hydrogen as an Aid to Industrial Research. Science. Vol. LXVII, S. 201—208, 1928. Zum Teil in den „Naturwissenschaften" 1928, S. 1019, übersetzt unter dem Titel: Die Entstehungsgeschichte der gasgefüllten Glühlampe.

solcher rein wissenschaftlichen Forschungen zu Ergebnissen führen kann, welche technisch verwertet werden können. Je näher das gewählte Forschungsgebiet schon geläufigen technischen Anwendungen steht, umso wahrscheinlicher wird es, überhaupt zu Erfolgen zu gelangen, umso weniger werden sich diese Erfolge aber auch über einen gewissen mittleren Durchschnitt erheben. Je abseits liegender in technischer Beziehung die rein wissenschaftliche Untersuchung von vornherein erscheint, umso seltener wird der Erfolg sein, aber unter Umständen auch umso größer, da er prinzipiell Neues ergeben kann. —

Wir wollen uns jetzt an die Stelle des Wirtschaftlers versetzen, welcher für das von ihm geleitete Unternehmen verantwortlich ist. Es ist nicht nur sein Recht, sondern seine Pflicht, zu fragen, ob die Zwecke und Erfolge rein wissenschaftlicher Forschung den großen Aufwand rechtfertigen, der mit einer solchen Forschungstätigkeit untrennbar verbunden ist.

Es sind namentlich zwei Fragen, die hier gestellt werden müssen. Wir fragen zunächst: Ist es nicht wirtschaftlicher, die für die technische Weiterentwicklung notwendigen neuen Ideen von außenstehenden Forschern und Erfindern zu erwerben? So weit dies an sich möglich und wirtschaftlich tragbar ist, wird es sowieso geschehen. Das Angebot wirklich brauchbarer neuer Ideen ist aber tatsächlich nicht groß genug, um den Bedarf der modernen Industrie auf diesem Wege zu decken. Außerdem sind alle diese Außenseiter auch bei größtem eigenen Können dem industriellen Forschungslaboratorium darin prinzipiell unterlegen, daß sie weder die Erfahrungen noch die Bedürfnisse der betreffenden Industrie im einzelnen kennen. Man denke an das obige amerikanische Beispiel. Alles, was Langmuir erreicht hat, geht von dem gesamten Erfahrungsmaterial des eigenen technischen Unternehmens aus und wäre ohne diese Grundlage nicht denkbar.

Die zweite Frage lautet: Gibt es keinen Weg zur Erreichung des erstrebten technischen Fortschrittes, der billiger und direkter ist, d. h., ist es nicht richtiger, die rein wissenschaftliche Forschung durch eine rein technische Forschung zu ersetzen? Genügte es z. B. bei der Entwicklung des Tonfilmes nicht, die Erforschung des Klangfarbenproblems auf die unmittelbaren technischen Fragen zu beschränken? Soll man nicht bei der Bearbeitung eines größeren Gebietes von vornherein auf alles verzichten, was nach dem augenblicklichen Stand der Technik weniger aussichtsreich erscheint, und soll man neu auftauchende Wissensgebiete nicht deshalb ausschließen, weil sie keine technischen Möglichkeiten zeigen? Hätte Langmuir nicht seine Enderfolge auf direktem Wege schneller erreichen können als durch langjährige Forschung in rein wissenschaftlicher Form? Alles dies muß verneint werden. Bei engem Kleben an der technischen Entwicklung läßt sich nur eine gradweise Verbesserung des Bestehenden, niemals ein prinzipieller Fortschritt erreichen. Die Forderung, alle technischen Ziele direkt anzustreben, fällt dadurch in sich zusammen, daß viele dieser technischen Ziele, wie z. B. die Schaffung der gasgefüllten Glühlampe, von vornherein garnicht gegeben sind. Hier liegt der Kernpunkt des ganzen Problems. Der erstrebte Fortschritt vollzieht sich tatsächlich oft in zwei Stufen: Die rein wissenschaftliche Forschung führt zur objektiven Erkenntnis — die gewonnene Erkenntnis führt zu neuen technischen Möglichkeiten. Je mehr man also die Forschung rein wissenschaftlich gestaltet, d. h. je freier man sie von technischen Gesichtspunkten hält, welche in diesem Zusammenhang nur zu leicht zu wissenschaftlichen Vorurteilen werden, umso allgemeiner und objektiver ist die gewonnene Erkenntnis, und umso besser wird die Grundlage für die schließliche technische Ausnutzung.

Wir haben hier im Kleinen denselben Zusammenhang, wie ihn die Geschichte der abendländischen Technik im Großen bietet. Die voraussetzungslose Forschung, welche nicht schon gegebene technische Ziele verfolgt, sondern diese technischen Ziele erst zugleich mit der Möglichkeit einer Lösung erzeugt, ist die Grundlage dieses gewaltigen Aufstiegs. Der schrittweise technische Fortschritt hat für sich allein stets nur zu einer technischen Entwicklung geführt, wie wir sie in China und Rom sehen, d. h. zu einer Entwicklung, die trotz aller Größe im einzelnen über bestimmte Grenzen nicht hinauswachsen konnte.

Wo liegen nun für ein industrielles Forschungslaboratorium die Grenzen in der Wahl seiner Forschungsprobleme? Diese Grenzen sollten eher zu weit als zu eng gezogen werden. Namentlich sollte man dem schon bewährten Einzelforscher möglichste Freiheit lassen, weil der eigene Erkenntnistrieb bei selbst gewählten Problemen durch keine noch so wohlgemeinte Leitung ersetzt werden kann. Eine Gefahr, bei dieser liberalen Auffassung über die Grenze des wirtschaftlich Tragbaren hinauszugehen, besteht bei vernünftiger Leitung nicht. Die Grenzen sind hier insofern schon eng genug gezogen, als ein noch so großes Laboratorium doch immer nur über eine ganz kleine Anzahl hier in Frage kommender Mitarbeiter verfügen wird.

Bei diesen wirtschaftlichen Betrachtungen ist bisher ein Gesichtspunkt ganz außer Acht geblieben, den ich für besonders wichtig halte. Nehmen wir einmal an, es werde für eine Reihe von Jahren eine Bilanz der rein wissenschaftlichen Forschung gezogen, in welcher, soweit dies möglich ist, der pekuniäre Aufwand und der pekuniäre Erfolg

einander gegenüber gestellt sind. Falls Fortschritte von grundlegender Bedeutung, die, wie alles Einmalige und Große, sich ja nicht erzwingen lassen, ausgeblieben sind, so wird diese Bilanz bei den großen Kosten solcher Betriebe höchstwahrscheinlich ungünstig ausfallen. Und doch wäre es selbst vom wirtschaftlichen Standpunkt aus verfehlt, diese Bilanz zur Grundlage eines abschließenden Urteils zu machen. Der Wirtschaftler würde bei einem solchen Urteil den indirekten Nutzen der rein wissenschaftlichen Forschung außer acht lassen, der sich ziffernmäßig nicht ausdrücken läßt und trotzdem auch für ihn von größter Bedeutung ist. Von dem Fehlen oder Vorhandensein der eigenen Forschungstätigkeit hängt das Niveau des Laboratoriums in erster Linie ab. Man denke sich ein Laboratorium, das nur in enger Bindung an fremde Ideen fest vorgeschriebene technische Ziele verfolgt, und ein anderes Laboratorium, das durch seine Forschungstätigkeit auf neuen und schwierigen Gebieten geschult ist und eigene Forschungserfolge aufzuweisen hat. Welches dieser Laboratorien wird eine fremde Idee nach Wert und Aussicht richtig beurteilen und gegebenenfalls bis zu ihrer möglichen Grenze besser entwickeln können? Welches dieser beiden Laboratorien wird beim Zusammenschluß mehrerer Industriegesellschaften zu dauernder oder vorübergehender Zusammenarbeit eine Autorität von entscheidender Bedeutung in die Wagschale werfen können? Welches dieser beiden Laboratorien wird die Lebensfrage eines solchen Betriebes, die Gewinnung wirklich geeigneter Mitarbeiter, lösen können und zu einem Anziehungspunkt für überdurchschnittliche Begabungen werden? Hier machen sich die Kosten der eigenen Forschungstätigkeit noch einmal in einem Umfange bezahlt, der sich ziffernmäßig nicht ausdrücken läßt, aber kaum hoch genug veranschlagt werden kann. —

Wir glauben also die in der Überschrift gestellte Frage „Sollen die technisch-physikalischen Forschungslaboratorien der Industrie rein wissenschaftliche Forschung betreiben?“ auch vom wirtschaftlichen Standpunkt aus mit einem vollen „Ja“ beantworten zu können. Wer in Deutschland noch an der wirtschaftlichen Richtigkeit dieses Gedankenganges zweifelt, braucht nur nach der amerikanischen Technik[2]) zu blicken, der dieser Grundsatz in Fleisch und Blut übergegangen ist, und der doch niemand eine Verkennung wirtschaftlicher Zusammenhänge vorwerfen wird.

[2]) Man vergleiche u. a. „Engineering Development and Research“ by L. A. Hawkins, Executive Engineer, Research Laboratory, General Electric Company. General Electric Review, Vol 32, Nr. 2, 1929, S. 86—94, sowie einen in der gleichen Nummer abgedruckten Artikel der New York Times „Prosperity and Research.“

Technische Physik und Physikalisch-Technische Reichsanstalt

Von E. Gehrcke, Berlin

Werner von Siemens hat in seiner „Denkschrift betreffend die Errichtung einer Physikalisch-Technischen Reichsanstalt für die experimentelle Förderung der exakten Naturforschung und der Präzisionstechnik“ gesagt (20. März 1884): „Für exakte Arbeiten sind Fabriken nur in besonderen Fällen geeignet.“ Ferner sagt er: Die Reichsanstalt müsse der „Mittelpunkt für die Sicherung der Grundlagen physikalischer Messungen sowie für die geordnete und entscheidende Ausgleichung vorkommender Differenzen“ sein, sie müsse „die Wahrung der Einheitlichkeit der Prüfungen auf physikalisch-technischem Gebiet zu einer ihrer Hauptaufgaben machen“, und endlich, sie müsse „die Ergebnisse der Forschung nach der technischen Seite hin weiterbilden und für die wissenschaftliche Technik nutzbar machen“. Mit diesen wenigen Worten hat Werner von Siemens die Beziehungen zwischen der Reichsanstalt und der technischen Physik so gekennzeichnet, wie sie ihm als dem eigentlichen Gründer der Reichsanstalt zu einer Zeit, als es noch keine Reichsanstalt und auch noch nicht den Begriff Technische Physik gab, vorgeschwebt haben, und wie sie bis heute richtungweisend und maßgebend geblieben sind.

Anfänglich waren die Beziehungen zwischen der Reichsanstalt und der technischen Physik bei weitem beschränkter als heute, sie haben sich aber entsprechend dem Umstande, daß die technische Physik sich inzwischen aus einem kleinen Kinde zu einem kräftigen Manne auswuchs, erheblich entwickelt. Und so spiegelt der Vergleich der Beziehungen der technischen Physik zur Reichsanstalt seit ihrer Gründung zugleich das Wachsen und Gedeihen der technischen Physik wieder.

Bei der Gründung der Reichsanstalt hatte man vor allem die Präzisionsmechanik im Auge, deren Förderung und Stärkung auch den maßgebenden staatlichen Stellen notwendig erschien. Dies geht schon aus der allerersten für die Reichsanstalt gewählten Bezeichnung eines „physikalisch-mechanischen Instituts“ hervor. Dann wollte man — und dies lag besonders Werner von Siemens am Herzen — durch die Reichsanstalt die für Wissenschaft und Technik in gleicher Weise wichtige Sicherung und Verfeinerung der elektrischen Maßeinheiten herbeiführen, und es war damals vor allem die in Deutschland mächtig aufblühende Elektrotechnik, die an der Lösung solcher Aufgaben ein dringendes Interesse hatte. Auch heute gehört die Pflege und Überwachung der elektrischen Grundeinheiten zu den unerläßlichsten und vornehmsten Arbeitsgebieten der Reichsanstalt; sie sind im übrigen seit dem Jahre 1898 durch Reichsgesetz festgelegt worden.

An einen direkten wirtschaftlichen Nutzen oder an eine irgendwie errechenbare Rentabilität der Reichsanstalt ist bei der Gründung nicht gedacht worden, und man hätte zweifellos einen solchen Gedanken, wenn er aufgetaucht wäre, weit abgewiesen. Erst viel später hat man ernsthaft diesen wirtschaftlichen Gesichtspunkt erörtert. Da die einzigen nennenswerten Einnahmen der Reichsanstalt aus den Gebühren für Prüfungen aller Art und wissenschaftlich-technische Auskünfte einkommen, so würde also vom wirtschaftlichen Standpunkt zu fordern sein, daß die Anstalt sich aus ihren Einnahmen mindestens selbst tragen müßte oder gar nach dem Vorbild etwa des Patentamtes dem Staate einen Überschuß einbringe. Die Praxis hat bisher immer wieder dahin geführt, diesen wirtschaftlichen Gesichtspunkt hinter folgendem allgemeineren volkswirtschaftlichen Gesichtspunkt zurückzustellen: Deutschland ist ein Land, welches der übrigen Welt Qualitätsware liefern muß, da es etwas anderes als Qualitätsware nicht herzugeben vermag. Damit aber diese recht hochwertig wird, muß ein hochstehendes Prüfungswesen bei uns vorhanden sein, und die Reichsanstalt muß, soweit es zu ihrem Arbeitsfelde gehört und sie in der Lage ist, Prüfungen auszuführen und Prüfungsmethoden auszubilden, nach bestem Vermögen hierzu beisteuern. Die Hersteller der Qualitätserzeugnisse aber müssen nach Möglichkeit angereizt werden, ihre Erzeugnisse objektiv prüfen und untersuchen zu lassen, und gern diese Selbstkontrolle auf sich nehmen, da die Erkenntnis der Wertigkeit der Erzeugnisse auch deren Absatz an die Käufer im In- und Auslande fördert. Hieraus folgt aber unweigerlich, daß die Reichsanstalt für ihre Prüfungen keine zu hohen Gebühren ansetzen darf; diese müssen jedenfalls so niedrig bemessen sein, daß sie den Interessenten nicht nennenswert belasten und die Erzeugnisse verteuern. Wenn sich mancher technische Physiker also schon darüber gewundert hat, daß die Reichsanstalt nach heutigen Begriffen recht billig arbeitet, so wird er hiernach verstehen, daß diese Billigkeit ihre wohlerwogenen Gründe hat.

Im Laufe der Zeit sind natürlich zu den Aufgaben, die die Gründer der Reichsanstalt im Auge hatten, viele neue hinzugetreten, und die Beziehungen der Reichsanstalt zur technischen Physik haben sich erweitert und vertieft. Sehr früh schon trat das Bedürfnis auf, daß die Anstalt auch den thermischen Meßgeräten, insbesondere den Thermometern in allen ihren Anwendungsgebieten in Physik, Medizin usw. eine aufmerksame Beobachtung zuteil werden lasse und durch Prüfung und Beglaubigung der Thermometer die Zuverlässigkeit dieser so weit verbreiteten, in vielen Fällen lebenswichtigen Meßinstrumente sicherstelle. In der Folgezeit haben sich hieraus reichsgesetzliche Maßnahmen entwickelt; heute darf z. B. kein ärztliches Thermometer mehr in Deutschland verkauft werden, welches die von der Reichsanstalt aufgestellten Bedingungen an Güte, Richtigkeit der Skala usw. nicht erfüllt.

Zu den ursprünglich in der Reichsanstalt verwalteten elektrischen Einheiten sind eine Reihe anderer getreten, z. B. die Lichteinheit, die Längen- und Gewichtseinheit, letztere beiden nach der Verschmelzung der Reichsanstalt mit der früheren preußischen Normaleichungskommission im Jahre 1923, ferner weitere abgeleitete Einheiten und Skalen, wie diejenige der Temperatur, der Schwingungsfrequenz usw. Ganze Arbeitsgebiete, die früher an den Universitäten und Hochschulen gepflegt wurden, sind zur ausschließlichen Domäne der Reichsanstalt geworden und haben damit eine vollständige Entlastung dieser Institute und auch der in der Industrie tätigen Physiker herbeigeführt; hierher gehören z. B. die absoluten Messungen zur Eichung von Temperatur- und Widerstandsmeßapparaturen. Hält man sich ferner die Prüfungen aller nur denkbarer physikalischer Apparate und Meßmethoden, die Untersuchungen an Materialien, auch die rein wissenschaftlichen Arbeiten ohne bestimmtes technisches Ziel vor Augen, die in der Reichsanstalt mit den Forschungsmitteln, die die technische Physik liefert, ausgeführt werden, so sieht man, daß allenthalben, wo man ein Laboratorium der Reichsanstalt betritt, einem die technische Physik begegnet.

Mit der Vielgestaltigkeit wuchs der Aufgabenkreis der Reichsanstalt; es werden heute wohl fast alle Zweige der technischen Physik an irgendeiner Stelle der Reichsanstalt gepflegt und finden durch irgendeinen „Spezialreferenten" ihre ständige Bearbeitung, hoffentlich immer zur Freude der interessierten Kreise auch der technischen Physik in Industrie und Handel. Dieser Entwicklung entsprechend hat der innere Aufbau der Reichsanstalt gegen früher eine Änderung erfahren: Aus der ursprünglichen Einteilung der Reichsanstalt in eine erste, physikalische Abteilung und eine zweite, technische Abteilung ist eine vier- bzw. fünfgliedrige Unterteilung geworden; die Reichsanstalt hat zurzeit folgende vier Abteilungen: 1. Maß und Gewicht, 2. Elektrizität, 3. Wärme, 4. Optik, und hierzu kommt noch eine Gruppe, bestehend aus mehreren Einzellaboratorien und Verwaltungszweigen, welche als Präsidialabteilung bezeichnet wird, weil sie direkt dem Präsidenten der Anstalt und nicht einem besonderen Abteilungsdirektor nachgeordnet ist. Jedenfalls ist die alte, überlebte Trennung von Physik und Technik dem modernen Gesichtspunkt der Einheit zwischen beiden, als technischer Physik, gewichen, es sind die Sondergebiete der Physik selbst, welche als Einteilungsprinzip der Reichsanstalt dienen. Der damalige

Präsident Warburg, welcher die neue Einteilung der Reichsanstalt in die Wege geleitet hat, übrigens lange bevor die Gesellschaft für technische Physik gegründet wurde, hat damit, wie man sieht, rechtzeitig der Reichsanstalt zu der ihr zukommenden, modernen Form verholfen, und er war unter den älteren Physikern Deutschlands ja auch der erste, welcher die Bedeutung der Gründung einer Gesellschaft für technische Physik erkannte und dementsprechend als einer der ersten bei der Gründung der Gesellschaft über anfängliche Widerstände in der gelehrten Welt hinwegzukommen geholfen hat.

Soll die Reichsanstalt weiter ihre Aufgaben, insbesondere im Hinblick auf die Anforderungen der technischen Physik, erfüllen, so wird es notwendig werden, der Entwicklung der technischen Physik Rechnung zu tragen und dementsprechend auch die Reichsanstalt weiter auszubauen. Es kann keinen Zweifel darüber geben, daß bei aller Würdigung der sonstigen, hier nicht näher darzulegenden Aufgaben der Reichsanstalt die Bedürfnisse der technischen Physik in erster Linie Berücksichtigung finden müssen. Wenn z. B. seit mehreren Jahren im Kuratorium der Reichsanstalt die Forderung erhoben wurde, ein Laboratorium für Akustik zu gründen, in welchem die verschiedenen Zweige der Akustik, auch die Elektroakustik, Echolotuntersuchungen usw. zu pflegen sind, und wenn eine solche, noch nicht einmal sehr kostspielige Forderung bisher unerfüllt blieb, so mag man sich über diesen bisherigen Ausgang der Bestrebungen des Kuratoriums durch den Hinweis auf die äußerst schwierige Finanzlage des Reiches und überhaupt auf die Bedrängnis unserer politischen Lage trösten, aber es bleibt dieser Ausgang auf alle Fälle höchst bedauerlich, auch für die technische Physik. Die Errichtung eines modernen Hochspannungslaboratoriums und eines wärmetechnischen Laboratoriums, welche beide dringende Erfordernisse sind, ist gleichfalls infolge der Unmöglichkeit, die Kosten hierfür aufzubringen, bisher nicht durchzuführen gewesen. In dem Gesetz betreffend die elektrischen Maßeinheiten vom 1. Juni 1898, § 9 ist der Reichsanstalt die amtliche Prüfung und Beglaubigung elektrischer Meßgeräte sowie die Eichung der für solche Messungen an andern Stellen benutzten Normale und Normalgeräte übertragen. Durch das Fehlen eines modernen Hochspannungslaboratoriums ist die Reichsanstalt zurzeit nicht in der Lage, diesen gesetzlichen Verpflichtungen in vollem Umfange nachzukommen.

Es braucht nicht näher dargelegt zu werden, welches Interesse die Physik, nicht zuletzt die Gesellschaft für Technische Physik, an einer gedeihlichen Entwicklung der Reichsanstalt besitzt. Hat doch sogar in inneren Fragen der Reichsanstalt gelegentlich die Gesellschaft für Technische Physik das Wort ergriffen und im Juni 1924 in einem Schreiben an das Kuratorium der Reichsanstalt, den Präsidenten des Kuratoriums und den zuständigen Reichsminister des Innern dargelegt, daß in der damals aktuellen Frage der Neubesetzung des Präsidentenpostens der Reichsanstalt auf die technische Physik gebührend Rücksicht zu nehmen, in höchstem Maße wünschenswert sei.

Wie die größeren Industriewerke, in denen die technische Physik betrieben wird, heute nicht mehr persönlich durch einen einzelnen Firmeninhaber oder einen einzelnen Direktor, sondern durch ein Direktorium geleitet werden, so hat auch bei der Reichsanstalt die Vielköpfigkeit und Vielgestaltigkeit dahin geführt, daß in den wichtigeren und allgemeinen Fragen das Direktorium unter dem Vorsitz des Präsidenten der Anstalt zusammentritt. Das Kuratorium entspricht etwa dem Aufsichtsrat der Industrie-Unternehmungen, obwohl die Parallele nicht in allen Einzelheiten durchgeführt werden kann. Also auch die Organisation der Reichsanstalt, wie sie heute besteht, entspricht derjenigen, welche dem in der Industrie tätigen technischen Physiker geläufig ist. Es scheinen daher alle Vorbedingungen gegeben zu sein, um bei zweckentsprechender Handhabung der Organisation durch die beteiligten Personen eine gedeihliche Weiterentwicklung zu gewährleisten, eine Weiterentwicklung des immer vorhandenen Gegenseitigkeitsverhältnisses zwischen der technischen Physik und der Reichanstalt.

(Eingegangen am 2. Mai 1929)

Technische Physik und Mechanik in Beziehung zur Strömungslehre

Von H. Lorenz, Danzig

1. Über die Bedeutung der technischen Physik für den Maschinenbau und verwandte Gebiete habe ich mich bereits vor 6 Jahren an dieser Stelle eingehend ausgesprochen.[1]) Ich kann meine damaligen Ausführungen heute dahin ergänzen, daß die Bedeutung unserer Wissenschaft seitdem immer stärker hervorgetreten ist, wozu nicht zum wenigsten die alles andere ausschließende Richtung der reinen Physik auf die Klärung des Atombaues und der damit zusammenhängenden Erscheinungen beigetragen hat. Es gibt heute sowohl an deutschen Universitäten, wie auch technischen Hochschulen kaum noch einen reinen Physiker, der sich mit der Mechanik anders be-

[1]) Vgl. hierzu auch: W. Hort, Die technische Physik als Grundlage für Studium und Wissenschaft der Ingenieure. Zeitschr. f. techn. Phys. 2 (1921), 132.



schäftigt, als in Bezug auf die Relativitätslehre, keinen, der die festen Körper anders betrachtet, als mit dem durch Röntgenstrahlen geschärften Sinne des Kristallforschers, und sicherlich keinen von der Physik kommenden Wärmetheoretiker ohne quantenhafte Einstellung. Diese Richtung hat neuerdings auch einen Teil der physikalischen Chemiker der makroskopischen Forschung entzogen, was angesichts ihrer Folgerungen durchaus begreiflich erscheint.

Wahrend sich die spezielle Relativitätstheorie auf Grund der erfahrungsmäßigen Unabhängigkeit der Lichtbewegung von derjenigen der Lichtquellen unter Koordination des Zeit- und Raumbegriffes entwickelte, ging die allgemeine aus der Identität der trägen und schweren Masse, durch die der Raum eine nichteuklidische Krümmung erfährt und die Schwerkraft selbst als Nahewirkung erscheint, folgerichtig hervor. Auch die Quantentheorie ist der Erfahrung entsprungen; sie wurde erdacht zur Begründung der allgemeinen Formel der schwarzen Strahlung, welche die älteren Gleichungen für extreme Temperaturen umfaßt. Bei der Aufstellung der Hypothese des Atommodelles mit ausgewählten Elektronenbahnen um den materiellen Kern setzte man sich kühn darüber hinweg, daß dieses Gebilde im Gegensatz zur Erfahrung paramagnetisch sein müßte, und freute sich der guten Bestätigung der Balmerserien der Spektrallinien. Es scheint, daß unter den zahlreichen Theoretikern, die mit erheblichem mathematischen Aufwand dieses Gebiet bearbeiteten, niemand darauf gekommen ist, daß es sich hierbei um ein sogenanntes Knickproblem handelt, das seit Euler den Vertretern der technischen Mechanik geläufig ist. Den dort auftretenden Knicklasten entsprechen die sogenannten Eigenwerte der neuerdings von Schrödinger aufgestellten Wellengleichung, die in der Tat formal mit der Eulerschen Differentialgleichung für die Auslenkung eines Knickstabes übereinstimmt, wenn auch die physikalische Deutung der ihr analogen Variablen noch aussteht und der Ersatz der kreisenden Elektronen durch Wellengruppen oder Wellenpakete der weiteren Ausführung bedarf. Dasselbe gilt von dem noch völlig ungeklärten Energieaustausch eines derartigen Atomes mit dem Außenraum durch Strahlung, die als Energietransport mit Masse behaftet nicht nur der Ablenkung im Schwerefelde unterworfen ist, sondern auch, wie jede Masse, nur quantenhaft unterteilt auftreten kann. Da die Masse selbst — anscheinend nicht umkehrbar — hierbei in Energie übergeht, so müßte der Grundsatz ihrer Unzerstörbarkeit zugunsten des allgemeineren der Energieerhaltung aufgegeben werden. Es liegt auf der Hand, daß Probleme und Ergebnisse von solcher Tragweite, welche die Natur des Atoms mit den Zustandsänderungen der Weltkörper aufs engste verknüpfen, schöpferische Geister in hohem Maße anziehen mußten.

So ist es denn verständlich, daß die Physiker, die sich nach dem experimentellen Nachweis elektrischer Wellen durch Hertz an deren praktischer Anwendung auf die drahtlose Telegraphie lebhaft beteiligten, neuerdings dieses Gebiet fast restlos den Ingenieuren überlassen haben, die mit Hilfe der Maxwell-Faradayschen Ansätze alle Aufgaben der Starkstromtechnik bewältigten. Die wissenschaftlichen Grundlagen dieser Gebiete sind damit zu wichtigen Zweigen der technischen Physik geworden und werden darum auch in den Forschungslaboratorien der elektrischen Industrie unter Aufwendung erheblicher Mittel gefördert. Die Fühlung mit der oben gekennzeichneten Entwicklung der reinen Physik wird dabei durch die an der Spitze dieser Forschungsstätten stehenden Physiker aufrecht erhalten.

2. Nach alledem könnte es scheinen, als wenn die Makrophysik der Materie, von der sich die reinen Physiker in ihrer Mehrzahl abgewendet haben, in sich schon abgeschlossen wäre oder doch keine neuen grundsätzlichen Probleme enthielte. Davon kann aber, wie gerade die neueste Entwicklung zeigt, gar keine Rede sein. Denn ganze Zweige der Technik verdanken ihren Fortschritt der besseren Einsicht in die Eigenschaften und das dynamische Verhalten zahlreicher Stoffe, worüber wir noch vor einem Menschenalter so gut wie nichts wußten. So hat die Flugtechnik geradezu eine Umwälzung der Aero- und Hydrodynamik erzwungen, die bis dahin in den Lehrbüchern fast ohne Bezug auf die Wirklichkeit ein beschauliches Dasein geführt hatten. Nach der mathematischen Theorie setzten ideale Flüssigkeiten, zu denen man die Luft bei sehr kleinen Dichteänderungen rechnen konnte, der relativen Bewegung fester Körper überhaupt keinen Widerstand entgegen, was der praktischen Erfahrung durchaus widersprach. Auch der dynamische Auftrieb blieb solange unverständlich, als man die Umströmung der Flüssigkeit als bloße Potentialbewegung ohne Zirkulation betrachtete, obwohl deren Zusammenhang mit der Wirbeltheorie schon seit Helmholtz, W. Thomson und Stokes bekannt war. Nachdem Jukowski und Kutta diese Erkenntnis auf Tragflächen ausdehnten, deren Wölbung nach Art der Vogelflügel schon Lilienthal als zweckmäßig erprobt hatte, war die Grundlage für deren Wirkungsweise gegeben und konnte alsbald durch Prandtl und seine Schüler zu einer sehr vollkommenen Theorie ausgebildet werden. Eine Kraft schräg zur Bewegungsrichtung stellt sich im allgemeinen stets ein, wenn um den Körper eine asymmetrische Strömung erzeugt wird, die man z. B. bei Zylindern und Kugeln

nach Magnus durch Drehung erreicht, welche eine Ablenkung des Stromes zur Folge hat. Diese Kraft zerfällt alsdann in den schon erwähnten Auftrieb und einen Rücktrieb, zu dem aber noch der Reibungs- und Verdrängungswiderstand hinzutreten. Der erstere wird bedingt durch die Oberflächenreibung in einer Grenzschicht, deren Bedeutung Prandtl 1904 erkannt hat, und durch deren Aufrollen Wirbelablösungen an Kanten entstehen, deren Energie als Verlust anzusehen ist.

Während sich nun der Auftrieb und Rücktrieb mit bekannten Methoden der Hydrodynamik aus dem Strömungsbild analytisch oder graphisch ermitteln lassen, trifft dies für die Widerstandskräfte der Verdrängung und Reibung, die im Schiffbau vorherrschen, nicht ohne weiteres zu. Man begnügt sich daher häufig mit ihrer Ermittlung an Modellen in Luftkanälen oder Schlepprinnen, wobei aber eine Trennung der beiden Bestandteile nicht ohne weiteres erzielt werden kann. Eine exakte Versuchsmethode für Ermittlung der Reibung allein durch bewegliche Platten in der Schiffswand hat erst in den letzten Jahren Kempf ausgebildet und mit großem Erfolge praktisch erprobt, so daß mit den ermittelten Beiwerten die Vorausberechnung dieses mit der Geschwindigkeit rein quadratisch wachsenden Widerstandes ermöglicht und damit die Bestimmung des Verdrängungswiderstandes als Rest aus dem Gesamtwiderstand durch den Modellversuch gesichert ist.

Läßt sich nun nicht auch der Verdrängungswiderstand aus der Flüssigkeitsbewegung um den Festkörper wenigstens einigermaßen genau vorausberechnen? Die Beantwortung dieser Frage setzt einmal die Kenntnis der vom Körper bei der Verdrängung in Bewegung gesetzten Flüssigkeit und dann deren Energieverlust bis zum relativen Abströmen voraus. Das in der Sekunde bewegte Flüssigkeitsvolumen ist nun offenbar nichts anderes als das Produkt aus dem größten Querschnitt und der Relativgeschwindigkeit, die bis zu diesem Querschnitt auf Kosten des Druckes eine fast verlustlose Zunahme unabhängig von der Form der Stirnfläche (Bug) erfährt. Setzt man diese Zunahme gleich der mittleren Seitengeschwindigkeit am Hinterschiff, so folgt als Widerstand die seitliche Bewegungsgröße der in der Zeiteinheit verdrängten Flüssigkeit, deren Berechnung aus der Form des Hinterschiffes keine Schwierigkeiten bereitet. Es handelt sich also einmal um den umkehrbaren Energieumsatz von Druck in kinetische Energie in einer Stromverengung und daraufhin um die nicht umkehrbare Rückverwandlung in der Stromerweiterung, wie sie z. B. in einem sogenannten Diffusor unter erheblichen Energieverlusten vor sich geht. Daher gilt diese Berechnung sowohl für den Verdrängungswiderstand, wie auch für die Stromerweiterung, bei der ein wirbelnder Rückstrom am Rande in Richtung des Druckgefälles auftritt. In beiden Fällen ergibt sich für den Widerstand bzw. den Druckverlust eine Zunahme mit dem Geschwindigkeitsquadrat und einem aus der Körperform bzw. dem Öffnungswinkel berechenbaren Beiwert, so daß es nicht mehr nötig erscheint, verwickelte empirische Formeln mit physikalisch nicht definierten Festwerten und Geschwindigkeitsexponenten aufzustellen. Die auf diese Weise ermittelten Beiwerte gelten u. a. auch für Geschosse bei langsamen, d. h. unter der des Schalles liegenden Fluggeschwindigkeiten, denen für Schiffe die Wellengeschwindigkeit in flachem Wasser entspricht, während die bei der Verdrängung erregten Bug- und Heckwellen in sehr tiefem Wasser dem Schiffe folgen. Überschreiten die Körper an der Wasseroberfläche oder in der Luft die erwähnten kritischen Geschwindigkeiten, so tritt eine Resonanz zwischen der vom Körper erregten mit der Flüssigkeitswelle auf, welche Buckel in der Widerstandskurve und eine Erhöhung der Beiwerte für große Geschwindigkeiten mit sich bringt. Auch diese Erscheinungen, auf die alsdann die Vorderseite der bewegten Körper von erheblichem Einflusse ist, lassen sich ziemlich genau berechnen und durch Schaubilder darstellen.

Man kann allgemein die bei der Verdrängung, bzw. Stromerweiterung auftretenden Verluste auf Nebenströmungen zurückführen, deren Energie dem Hauptstrom entzogen wird. Ganz ähnlich liegt die Sache in den sog. Rohrkrümmern, in denen durch die Fliehkraft der kreisenden Flüssigkeit eine Drucksteigerung nach außen hervorgerufen wird, die ihrerseits einen Doppelwirbel im Querschnitt mit nach innen gerichteter Randströmung bedingt. Beachtet man, daß sich diese Erscheinung nur im Verhältnis des Krümmungsbogens zum Vollkreis auswirkt, so kann man die für den Hauptstrom verlorene Energie des Wirbels berechnen und erhält damit schon den Hauptanteil des Druckverlustes im Krümmer. Derselbe führt in Verbindung mit der Rohrerweiterung zu einem Ausdruck, der für ein durch die Erfahrung bestätigtes Verhältnis des Krümmungshalbmessers zum Rohrradius einen Kleinstwert besitzt.

Bei den vorstehend gekennzeichneten Untersuchungen handelt es sich stets um Mittelwertbildungen von Geschwindigkeiten bzw. Bewegungsgrößen über den ganzen Strom oder Körperquerschnitt, die natürlich eine Bestimmung der Einzeldrücke bzw. der Druckverteilung über die Oberfläche ausschließen. Dies aber ist gerade das Ziel einer Reihe von Arbeiten der Schweden Oseen, Zeilon und Faxén, welche schon in einer umfassenden Monographie zusammengestellt wurden. Der außerordentliche mathematische Aufwand dieser Schriften, der sie auch theoretisch

gut vorgebildeten Ingenieuren schwer zugänglich macht, steht in bemerkenswertem Gegensatz zu den noch recht spärlichen Ergebnissen, die sich in der Hauptsache auf gerade Kreiszylinder im Flüssigkeitsstrome senkrecht zur Achse beschränken. Hierüber liegen u. a. ziemlich umfangreiche Versuche von Eisner aus der Berliner Versuchsanstalt für Wasser- und Schiffbau vor, aus denen eine wenigstens qualitative Bestätigung der Oseenschen Theorie geschlossen wird.

Die Schwierigkeit dieser Untersuchungen wird verständlich, wenn man die schon lange vorliegende Herleitung des Widerstandes sehr langsam bewegter Körper, bei denen mit den Beschleunigungskräften die Verdrängung gegen die laminare Reibung vernachlässigt werden kann, betrachtet. Die neuerdings viel benutzte Stokessche Widerstandsformel mit der zugehörigen Geschwindigkeitsverteilung läßt sich indessen mit großer Annäherung aus der naheliegenden Annahme berechnen, daß die Beschleunigungszeit eines beliebigen Flüssigkeitselementes mit der Umströmungsdauer des Körpers übereinstimmt.

3. Vollständig bekannt waren seit der Mitte des 19. Jahrhunderts schon die Gesetze der laminaren Strömung in Rohren sowie zwischen festen und relativ bewegten Wänden, deren Rauhigkeiten durch die unmittelbar berührende und daran haftende Flüssigkeitsschicht derart überdeckt wurden, daß sie die Grenzbedingungen nicht stören konnten. Nach Überschreiten einer schon von Hagen vermuteten, von O. Reynolds (1883) aber genauer festgestellten kritischen Geschwindigkeit tritt infolge des steileren Randgefälles derselben eine Wirbelablösung an den Rauhigkeiten ein, die schließlich auf ein mit dem Quadrat der Mittelgeschwindigkeit wachsendes Druckgefälle führt, während das der laminaren Strömung linear mit der Geschwindigkeit zunimmt. Versuche von Reynolds selbst, H. A. Lorentz, Sommerfeld und anderen Forschern, durch Einführung einer Überlagerung von Schwankungen über die Mittelgeschwindigkeiten in die hydrodynamischen Gleichungen einer zähen Flüssigkeit zu einer Formulierung der Geschwindigkeitsverteilung und des Druckgefälles dieser turbulenten Strömung zu gelangen, scheiterten an der mit der Wirklichkeit nicht mehr übereinstimmenden Randbedingung. Ja, sie ergaben nicht einmal die offenbar vorhandene Instabilität des Bewegungszustandes beim kritischen Übergang, die jedenfalls, wie Lord Rayleigh zeigte, mit periodischen Schwankungen unverträglich war. Wollte man also nicht, wie die Hydrauliker, sich mit physikalisch nicht definierten Erfahrungsbeiwerten begnügen, so mußten gänzlich neue Wege eingeschlagen werden. Solche wurden denn auch durch Prandtls Entdeckung der sog. Grenzschicht (1904) eröffnet, in die der Hauptanteil des Geschwindigkeitsgefälles verlegt wurde, während außerhalb nahezu eine Potentialströmung herrscht. Nicht lange danach glaubte Blasius (1912), das Druckgefälle im Turbulenzbereich durch ein Potenzgesetz für die Geschwindigkeit bzw. den Rohrhalbmesser darstellen zu können, wie es schon 1790 durch Woltman geschehen war. Obwohl diese rein empirische Formel weder dem kritischen Zustand noch dem asymptotischen Übergang in das quadratische Gesetz genügte, fand sie doch viel Anklang und wurde noch mit dem ebenfalls empirischen Ansatz einer gebrochenen Potenz für die Geschwindigkeitsverteilung im Querschnitt in Verbindung gebracht. Diese wiederum führte im Widerspruch mit der Erfahrung auf unendlich große Werte für das Randgefälle und die dort herrschende Schubspannung, während ein algebraischer Ansatz mit veränderlicher Potenz von Mohorovicic dem unstetigen Übergang im kritischen Zustande nicht gerecht wurde.

Diese vergeblichen Versuche veranlaßten den Verfasser[2]), wieder auf die Prandtlsche Grenzschicht zurückzugreifen und das Verhältnis der Scheitelgeschwindigkeit zur mittleren im Querschnitt durch eine Potenzreihe mit dem Verhältnis der Grenzschichtdicke zum Rohrhalbmesser auszudrücken, deren Beiwerte offen gelassen wurden. Für den Grenzfall der vollendeten Turbulenz ergab sich mit verschwindender Grenzschicht das rein quadratische Gesetz für den Energieverlust der Randwirbel unter Einführung der Wandrauhigkeit als mittlerer Anstieg der Unebenheiten. Daraus folgte dann auch, daß der Festwert des Druckgefälles für Rohre das Vierfache desjenigen der Schubspannung an Platten im Einklang mit der Erfahrung (Kempf 1926) sein mußte. Die oben erwähnten Beiwerte der Potenzreihe folgten für gleiches Druckgefälle über den Gesamtquerschnitt aus den Grenzbedingungen für den kritischen Zustand und lieferten nach ihrer Elimination die gesetzmäßige Änderung des Druckgefälles von diesem Punkte bis zur reinen Turbulenz. Darin ist der Beiwert des Geschwindigkeitsquadrates nur eine Funktion der Wandrauhigkeit und der sog. Reynoldsschen Zahl, d. h. des Produktes aus dem Rohrhalbmesser und der Mittelgeschwindigkeit, geteilt durch die kinematische Zähigkeit der Flüssigkeit, also physikalisch eindeutiger Werte. Durch ein der Instabilitat des Übergangszustandes entsprechendes Energiekriterium ergab sich auch der kritische Wert dieser Zahl in vollkommener Übereinstimmung mit den neuesten Messungen, und ebenso auch die zugehörige Geschwindigkeitsverteilung, während diese für höhere Geschwindig-

[2]) H. Lorenz, „Strömung und Turbulenz" im Handbuch der physik. und technischen Mechanik (von F. Auerbach und W. Hort) Bd. VII (1928) mit weiteren Literaturangaben.

keitswerte unbestimmt blieb. In der Tat haben hierauf die Eintrittsverhältnisse einen großen Einfluß, ohne aber das Gesetz des Druckgefälles merklich zu stören. Mit denselben Ansätzen ließ sich dann auch die turbulente Strömung zwischen Parallelelwänden und damit auch der Sonderfall der Strömung zwischen zwei konzentrischen Zylindern nach Couette (1890) behandeln.[3])

Auf Grund des Energieaustausches durch Vermittlung der Grenzschicht hatte unabhängig vom Verfasser der Holländer van Iterson (1926)[4]) den linearen Zusammenhang des Strömungsbeiwertes der Turbulenz mit denjenigen des Wärmeüberganges gezeigt, womit die lange gesuchte Abhängigkeit des letzteren von der Stromgeschwindigkeit gegeben war. Versuche von Prandtl, ten Bosch und anderen, diese allgemeine Beziehung hierfür abzuleiten, die auch den Bereich der laminaren Bewegung umfaßt, haben noch nicht zu abschließenden Ergebnissen geführt. Es scheint, daß man sich auf diesem Gebiete zu leicht durch Ähnlichkeitsbetrachtungen beeinflussen ließ, die zwar auf bequeme Potenzregeln mit empirischen Beiwerten und Exponenten führen, aber doch keine physikalischen Aufschlüsse bieten. Man verfällt damit wieder in die alte Methode der sog. praktischen Hydraulik, während die Aufgabe der technischen Physik geradezu in der Ausmerzung solcher Zahlenwerte und Ersatz derselben durch möglichst wenige, physikalisch wohl definierte Größen besteht. Das ist aber für eine Anzahl von Strömungsvorgängen durch die oben geschilderten Forschungen erreicht.

[3]) H. Lorenz, Schiffbau und Schiffahrt **27**, 1926, Heft 16 sowie **28**, 1927, Heft 7; Phys. Zeitschr. **18** (1917), 792; **26** (1925), 557; **27** (1926), 92, 533; **28** (1927), 446; **29** (1928), 301, 437; **30** (1929), 77, 201.

[4]) Van Iterson, De Ingenieur 1926, Heft 17.

Die Bedeutung technisch-physikalischer Methoden in der Elektrotechnik

Von W. Petersen, Berlin

Wenn man die heutigen Beziehungen zwischen technisch-physikalischen Methoden und Elektrotechnik betrachten will, ist es unerläßlich ein wenig in dem Buche der Geschichte zu blättern. Mancher Leser wird dabei zu seinem Erstaunen feststellen können, daß Urteile über die Verkettung der beiden geistigen Disziplinen, die heute geschrieben sein könnten, sich schon bei Autoren finden, zu deren Lebzeiten es eine Technik im heutigen Sinne überhaupt noch nicht gegeben hat. Hören wir, was Christoph Bernoulli, Prof. in Basel, in seinem 1834—35 bei Cotta erschienenen „elementaren Handbuch der industriellen Physik" zu diesem Punkte sagt. Er schreibt:

„Für jeden Techniker ist das Studium der Physik und Mechanik ein erstes und wesentliches Bedürfnis. Dieses wird auch immer mehr und allgemeiner anerkannt. Man sieht ein, daß jede Kunst auf gewissen Prinzipien beruht, und daß jene Wissenschaften hauptsächlich die Grundkenntnisse für alle technischen Gewerbe mitteilen. Man sieht ein, daß ohne solche Einsichten alle technischen Arbeiten mehr oder weniger unsicher bleiben und jede Vervollkommnung derselben fast unmöglich werde. Man bezweifelt nicht, daß auch die, welche tüchtig und geschickt ohne diese Studien geworden sind, ungleich schnellere und noch weitere Fortschritte gemacht haben würden, wenn sie außer ihren glücklichen Anlagen noch wissenschaftliche Kenntnisse besessen hätten. Das Vorurteil, Theorie und Praxis ständen in einem gewissen Widerspruch miteinander, weicht allmählich der richtigen Meinung, daß beide einander ergänzen müssen und keine für sich ausreiche". Man wird wohl diesen Worten auch heute, inmitten einer hochentwickelten Technik, vorbehaltlos zustimmen.

Die technische Elektrizitätslehre ist eins der jüngsten Kinder der Mutter Physik. Zwar lagen bereits in der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts die Keime der späteren gewaltigen Entwicklung vor in der magnetelektrischen Maschine (Pixii 1832), in der Telegraphie (Gauss-Weber 1833) und Galvanoplastik (Jakobi 1837). Es dauerte aber noch recht lange, bis diese Erfindungsgedanken bis zur allgemeinen technischen Anwendung ausgereift waren. 1867 gaben Werner Siemens und Wheatstone das dynamoelektrische Prinzip an, welches die Grundlage für die Erzeugung elektrischer Energie in einigermaßen beträchtlichem Umfang schuf. Die erste brauchbare Dynamomaschinentheorie gab (1880) O. Frölich. Auch das berühmte Problem der Verteilung des elektrischen Lichtes wurde um diese Zeit durch von Hefner-Alteneck gelöst.

Wie überall in der Technik läßt sich auch in der Elektrotechnik deutlich verfolgen, wie die Arbeitsergebnisse bedeutender, dem Lauf der Dinge vorausahnender Erfinder zu Kristallisationskernen besonderer Spezialdisziplinen werden, in welchen zu allererst empirisch, später nach den Grundsätzen der systematischen Wissenschaft weitergearbeitet wird, bis schließlich das Gebiet der wissenschaftlichen Tiefgründung erreicht wird. Es ist daher nicht verwunderlich, wenn in den ersten Stadien der Entwicklung die Anwendung technisch-physikalischer Methoden noch nicht so stark hervortritt, wie in späteren Phasen.

Trotzdem beobachtet man in der Elektrotechnik schon frühzeitig Fermente der Physik, und zwar sowohl der theoretischen als auch der experimentellen. Im ältesten Zweige der Elektro-

technik, der Telegraphie, erkannte man bald die „Telegraphengleichung", die bekannte Sonderform der berühmten Maxwellschen Gleichungen für die Ausbreitung elektromagnetischer Vorgänge längst gestreckter Drähte, als die Beherrscherin der Fortleitung telegraphischer Zeichen. Im Elektromaschinenbau lernte man bald die physikalischen Grundlehren für die Berechnung der Maschinen nutzbar zu machen. Die Experimentalphysik lieferte schon frühzeitig Grundlagen für die Definition der elektrischen Maßeinheiten, ohne welche eine quantitative Verfolgung elektrischer Vorgänge unmöglich ist. 1860 konstruierte Werner Siemens Etalons der berühmten Siemenseinheit in Form von Drehrollen, welche etwa 25 Jahre lang in Gebrauch waren. Ihre Eichung erfolgte durch Vergleich mit der Normaleinheit — einer Quecksilbersäule in einem Glasrohr. Namhafte Experimentalphysiker beschäftigten sich in der Folge mit diesem Problem, bis schließlich 1908 auf dem Londoner Kongreß die noch heute geltenden internationalen Grundeinheiten festgelegt wurden. Das Interesse der Physik für diese Grundeinheiten brachte es mit sich, daß der jungen Elektrotechnik bereits einige hochentwickelte Meßinstrumente und -Methoden zur Verfügung standen. Die Wheatstonesche Brücke zur Bestimmung elektrischer Widerstände stammt aus dem Jahr 1843, das erste Strommeßinstrument auf elektromagnetischer Basis, das Galvanometer von Schweigger, aus dem Jahre 1820.

Im Verlauf der letzten Jahrzehnte hat sich die Elektrotechnik zu einem äußerst komplizierten Gebilde mit unzähligen Sonderfächern fortentwickelt, einem mächtigen Baum mit vielen Ästen und Zweigen vergleichbar. Jede Faser vom Stamm, Ast, Zweig, Blatt ist durchflossen vom Safte naturwissenschaftlicher, speziell physikalischer Arbeitsmethoden. Es ist vollständig unmöglich, es sei denn in einem dicken Buche, die Verästelungen dieser Durchdringung nachzuzeichnen. Es muß genügen, eine Anzahl besonders auffallender Beispiele zu betrachten.

Die Fernmeldetechnik hat sich der Forschungsergebnisse auf dem Gebiet der elektromagnetischen Strahlung, deren Grundlagen auf Maxwell und Heinrich Hertz zurückgehen, bemächtigt und in der Form der drahtlosen Telegraphie und des Radio nutzbar gemacht. Nicht nur diese, sondern fast alle Gebiete der Fernmeldetechnik haben eine Umwälzung größten Ausmaßes durch die Erfindung der Elektronenröhre (Lieben) durchgemacht, und auch diese war nur möglich auf dem Boden der von H. A. Lorentz begründeten Elektronentheorie. Der Röhrensender, der auf dem von A. Meißner gefundenen Prinzip der Rückkopplung beruht, spielt in der Hochfrequenztechnik eine entscheidende Rolle. Die Verstärkerröhre führt in Verbindung mit der Kompensierung der Fernsprechkabelleitungen durch Pupinspulen zum modernen Fernsprechweitverkehr.

Es ist vielleicht auch interessant festzustellen, daß ursprünglich scheinbar keiner technischen Anwendung fähige physikalische Effekte plötzlich von Bedeutung werden. Aus den zahlreichen Beispielen hierfür sei nur der lichtelektrische Effekt (entdeckt von Hertz, Hallwachs, durch Einstein auf quantentheoretischer Grundlage erklärt), welcher in der modernen Bildtelegraphie verwendet wird, erwähnt.

Beachten wir die Starkstromtechnik, so fällt uns ein Gebiet auf, in welchem die physikalischen Methoden ein besonders reiches Betätigungsfeld gefunden haben: Ich meine denjenigen Teil der Hochspannungstechnik, welcher sich mit dem Verhalten der Isolierstoffe bei Beanspruchung durch elektrische Felder befaßt, mit einem kurzen Wort die „elektrische Festigkeitslehre". Man ist hier trotz der Neuheit des Gebietes, bereits aus dem Stadium der reinen Empirie herausgekommen und befindet sich im Bereiche strenger wissenschaftlicher Methoden, wie Arbeiten z. B. von K. W. Wagner zeigen. Es handelt sich hier um die vielgestalteten Erscheinungen des Durchbruchs der Elektrizität durch Dielektrika, denen eine weitverzweigte technisch-physikalische Literatur gewidmet ist. Diese Erscheinungen beherrschen auch die Schaltvorgänge großer elektrischer Leistungen; je größer die Leistungen sind, desto mehr nimmt die Herstelluug der Schaltvorrichtungen den Charakter des Elektromaschinenbaues an. Man braucht nur einen modernen Hochleistungsölschalter zu sehen, um zu begreifen, daß hier die Bezeichnung „Apparatebau" im herkömmlichen Sinne nicht mehr am Platze ist. Besondere Erkenntnisse brachten hier die modernsten Zweige der elektrischen Wissenschaft, die Elektronentheorie und die von Townsend begründete Theorie der Gasentladung. Man lernte die im Isoliermittel auftretenden Wolken freier Elektronen und Ionen — die Raumladungen — beachten.

Die wichtigsten experimentellen Hilfsmittel des Hochspannungstechnikers — die Meßfunkenstrecke, die Wheatstonesche Brücke in der von Schering angegebenen Modifikation zur Bestimmung des sog. Verlustwinkels von Isoliermaterial (eine der wichtigsten Größen des Hochspannungstechnikers) — entsprechen durchaus dem Charakter physikalischer Meßgeräte.

Wenn wir noch einen kurzen Blick auf eines der ältesten und wichtigsten Gebiete der Starkstromtechnik, auf den Elektromaschinenbau werfen, so begegnen wir auch hier auf Schritt und Tritt physikalischen Methoden — beim Entwurf der Anwendung elektrischer Grundgesetze, bei der Prüfung und im Betrieb den verschiedensten Meß-

verfahren. Es würde indes zu weit führen, hierauf näher einzugehen. Dagegen lohnt es doch zu bemerken, daß die Technik auf diesem Gebiet umgekehrt auch Anregerin für die technische Physik gewesen ist. Ich denke an das berühmte Problem der Parallelschaltung der Wechselstromdynamos, welches wir heute auf Grund der Arbeiten von Benischke, Görges, Rosenberg, Sommerfeld vollständig beherrschen. Dies Problem ist deshalb für die Physik wichtig, weil es in seiner letzten Auswirkung die Einführung einer neuen Art der Schwingungsdifferentialgleichung in die Technik bedeutet, nämlich die Differentialgleichung mit periodischen Koeffizienten. Diese Differentialgleichung, den Astronomen längst im Zusammenhang mit der Störungstheorie, insbesondere des Mondes, bekannt, von G. Hamel einer Untersuchung im technisch-mechanischen Sinne unterzogen, beherrscht auch die Schüttelerscheinungen kurbelgetriebener elektrischer Lokomotiven, wie E. Meißner erörtert hat, und auch, nach einer Untersuchung von O. Emersleben, das Problem der drahtlosen Telephonie. Diese kurze Aufzählung zeigt, wie innig die periodischen Vorgänge auf den verschiedenen technisch-physikalischen Gebieten miteinander verknüpft sind.

Wir können rückschauend auf unsere bunte Beispielsammlung ersehen, wie recht Bernoulli mit seinen eingangs wiedergegebenen Worten hat, daß aber auch, falls man nach seiner Vorschrift handelt, eine rückwirkende Befruchtung der reinen Wissenschaft durch die Technik stattfindet. Wir wollen hoffen, daß dieses wechselseitige Verhältnis noch reiche Früchte im Sinne geistiger und materieller Weiterentwicklung trägt.

(Eingegangen am 1. März 1929)

Die technische Physik im elektrischen Nachrichtenwesen

Von Karl Willy Wagner, Berlin

Es gibt in der Technik wohl kaum ein zweites Gebiet, in dem der Einfluß der Physik auf den technischen Fortschritt so unmittelbar zum Ausdruck kommt, wie in der elektrischen Nachrichtentechnik. Das älteste elektrische Nachrichtenmittel, der elektromagnetische Telegraph, wurde von Gauss und Weber erdacht und als Hilfsmittel zur Verständigung bei physikalischen Beobachtungen benutzt. Es war ein weiter Weg von diesem ersten behelfsmäßig aufgebauten Telegraphen bis zu seiner Ausgestaltung zu einem praktischen Betriebsmittel. Werner Siemens, dem wir das in erster Linie verdanken, und den die Technik für alle Zeit als einen ihrer größten Meister verehren wird, ist zugleich der Urtyp des technischen Physikers. Er war tief durchdrungen von der Überzeugung, daß jeglicher Fortschritt in der Technik letzten Endes auf den Erkenntnissen der reinen Wissenschaft beruht, und daß die erste Voraussetzung für den Erfolg technischer Arbeit die wissenschaftliche Durchdringung des Gegenstandes und die Beherrschung der physikalischen Gesetze ist. Er hat selbst immer nach diesen Grundsätzen gearbeitet; aus demselben Gedankenkreis hat er die Gründung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt angeregt und ihre Errichtung in tatkräftiger und großzügiger Weise dadurch gefördert, daß er dem Reiche den nötigen Grund und Boden schenkte.

Während der Physiker es sich zur Aufgabe gemacht hat, den Einblick des Menschen in den Ablauf der Naturerscheinungen durch neue Erkenntnisse zu bereichern, will der Ingenieur technische Wirkungen auf einem möglichst wirtschaftlichen Wege erzielen. Dem Grundsatz wirtschaftlicher Arbeit entspricht es, daß der Techniker sich Klarheit über die physikalischen Voraussetzungen und Bedingungen seiner Probleme verschafft, bevor er an die Ausführung geht; in der Tat gibt es kaum ein kostspieligeres und weniger rationelles Verfahren als ein rein empirisches Probieren. Ein gutes Beispiel hierfür ist die Geschichte des ersten transatlantischen Telegraphenkabels. Nachdem Werner Siemens gelehrt hatte, die Guttapercha als Isoliermittel für unterseeische Telegraphenkabel zu verwenden, waren solche Kabel durch den englischen Kanal und auf anderen kurzen Meeresstrecken erfolgreich verlegt worden. Nun glaubte man, ohne weitere wissenschaftliche Vorbereitung auch das Wagnis der Überbrückung des atlantischen Ozeans unternehmen zu können. Der erste Versuch schlug, wie bekannt, fehl, und auch einem zweiten war dasselbe Schicksal beschieden; große Summen waren hiermit verloren. Dann erst geschah das, womit man hätte beginnen sollen: Es wurde eine Kommission aus hervorragenden Technikern und Gelehrten eingesetzt, mit dem Auftrage, die Möglichkeiten und Bedingungen der telegraphischen Verbindung von England mit Amerika durch ein Unterseekabel eingehend zu studieren. Die Kommission, der auch W. Thomson (Lord Kelvin) angehörte, hat in mehrjähriger Arbeit ihre Aufgabe vorbildlich gelöst; der von ihr verfaßte Bericht behandelt in erschöpfender Weise die mit der Kabellegung, mit der Ausbreitung der elektrischen Ströme in langen Kabeln und mit dem Betrieb solcher Kabel zusammenhängenden Fragen und hat mit Recht noch lange Zeit danach als Bibel des Kabeltechnikers gegolten. Der auf dieser Grundlage unternommene dritte Versuch der Kabellegung von England nach Amerika hatte vollen Erfolg.

Das Problem der Fortpflanzung des elek-

trischen Stromes in Leitungen, die physikalische Grundlage der Fernübertragung von Nachrichten auf dem Drahtwege, hat nach Kelvin noch eine Reihe der glänzendsten Mathematiker und Physiker beschäftigt, so u. a. G. Kirchhoff, B. Riemann, Oliver Heaviside, Michael I. Pupin und H. Poincaré. Heaviside und Pupin insbesondere verdanken wir die Erkenntnis vom Nutzen der Induktivität der Leitungen und die Mittel, sie auf den praktisch erforderlichen Betrag zu erhöhen. Die Pupinsche Regel ist eine der wichtigsten Grundlagen der heutigen Fernsprechtechnik. Der Fernsprecher selbst ist bekanntlich von dem Physiklehrer Philipp Reis in Friedrichsdorf im Taunus erfunden und von ihm zuerst im Physikalischen Verein in Frankfurt am Main der Öffentlichkeit vorgeführt worden. Die Erfindung, die ihrer Zeit weit vorauseilte, geriet in Vergessenheit und wurde erst 15 Jahre später in sehr verbesserter Gestalt von dem amerikanischen Physikprofessor Graham Bell für die Menschheit nutzbar gemacht.

Wie die Erfindung des Telegraphen und des Telephons, so ist auch die Entdeckung der elektromagnetischen Welle aus der Studierstube eines deutschen Gelehrten hervorgegangen. Heinrich Hertz, der durch seine Entdeckung J. Cl. Maxwells glänzende Voraussage der Existenz der elektrischen Wellen bestätigen konnte, hat freilich wohl kaum an die Möglichkeit gedacht, die elektrische Welle zur Fernübermittlung von Nachrichten zu verwenden. Ihren Ausgang nahm die drahtlose Telegraphie von den Arbeiten von G. Marconi, der sich in dem Bologneser Physikalischen Institut bei A. Righi mit Versuchen über elektrische Wellen beschäftigt hatte, sowie von den sich daran anschließenden Arbeiten von Ferdinand Braun in Straßburg und Adolf Slaby in Berlin. Eine große Reihe wichtiger Fortschritte in der Funktechnik ist unmittelbar von physikalischer Forschungsarbeit ausgegangen; so führte z. B. die von Duddell entdeckte Fähigkeit des Lichtbogens, elektrische Schwingungen zu erregen, zum Paulsenschen Lichtbogengenerator und das von Max Wien angegebene Löschfunkenprinzip zur Entwicklung der sogenannten tönenden Funken durch die Telefunkengesellschaft.

Ein glänzendes Beispiel dafür, daß die nähere Untersuchung eines physikalischen Phänomens eine ganze Technik grundlegend umgestalten kann und die Entwicklung in wenigen Jahren um eine Strecke vorwärtstreibt, die sonst vielleicht kaum in einem halben Jahrhundert zurückgelegt worden wäre, bietet die glühelektrische Entladung im hohen Vakuum. Ohne die auf ihr beruhenden Gleichrichter, Verstärker und Schwingungserreger ist die gesamte elektrische Nachrichtentechnik heute gar nicht mehr denkar. Vor der Einführung der Elektronenverstärker in die Fernsprechtechnik war der Fernsprech-Weitverkehr praktisch auf 1000 km Entfernung beschränkt, während heute jede beliebige irdische Entfernung überbrückt werden kann, und zwar nicht nur theoretisch, sondern in durchaus wirtschaftlicher Weise, sofern nur ein genügendes Verkehrsbedürfnis vorhanden ist, das die Verbindung einigermaßen auszunutzen gestattet. Die Leistung der unterseeischen Telegraphie ist durch die Röhrenverstärker vervielfacht worden, und man kann ohne Übertreibung sagen, daß die Funktechnik durch die Elektronenröhre überhaupt erst zu einem zuverlässigen und wirtschaftlichen Verkehrsmittel geworden ist, das mit dem Drahtweg ernstlich in Wettbewerb treten kann.

Eine ganze Reihe von physikalischen Erscheinungen, die vorher nur die physikalischen Lehrbücher zierten, ist durch die Bildtelegraphie technisch nutzbar gemacht worden; so namentlich die lichtelektrischen Eigenschaften der Alkalimetalle in der durch F. Schröter u. a. eingeführten Photozelle und der elektrooptische Kerreffekt durch Karolus. Selbst eine scheinbar soweit abseits von jeder Technik liegende Erscheinung wie die Piezoelektrizität gewisser Kristalle ist neuerdings durch die Arbeiten von W. Cady, E. Giebe u. a. zur Lösung von wichtigen technischen Aufgaben herangezogen worden, die vorher ohne rechten Erfolg bearbeitet worden waren. Die Zahl der bekannten physikalischen Erscheinungen, die heute noch nicht technisch angewendet werden, schrumpft von Jahr zu Jahr mehr zusammen, und ebenso auch die Zeit, die von der Entdeckung neuer Naturerscheinungen bis zu ihrer Nutzbarmachung in der Technik vergeht.

Empfängt so die Technik von der naturwissenschaftlichen Forschung in unaufhörlich fließendem Strom neue Anregungen und Hilfsmittel, so wird auch umgekehrt die wissenschaftliche Forschung durch die von der Technik gestellten Aufgaben und die von ihr ausgearbeiteten verfeinerten Behelfe stets erneut befruchtet. Daß ein ganzes Teilgebiet der Physik, das viele Jahre lang brach gelegen hat, durch die Forderungen und Fortschritte der Technik zu neuer Blüte erweckt werden kann, zeigt eindrucksvoll die Entwicklung der Akustik. Bis vor kurzem hielt man sie — wenigstens als physikalisches Gebiet — für praktisch abgeschlossen; die Jünger der Physik wandten zum allergrößten Teile ihr Interesse anderen Zweigen der Forschung zu. Inzwischen waren aber aus der Fernsprechtechnik und vor allem aus dem Gebiete des Rundfunks Fragen und Aufgaben an die Akustik in immer wachsender Zahl aufgetaucht, die gebieterisch gelöst werden wollten, wenn der technische Fortschritt nicht in Frage gestellt werden sollte. Da zur Behandlung dieser Probleme die neuen,

außerordentlich leistungsfähigen Hilfsmittel der Röhrentechnik zur Verfügung standen, ließ ihre Lösung nicht lange auf sich warten. Dem Impuls, den die akustische Forschung auf diese Weise erhalten hat, verdanken wir schon jetzt eine Anzahl von neuen schönen Untersuchungsmethoden und Meßverfahren; so mehrere verbesserte Arten der Messung der Schallintensität und der für die Raumakustik wichtigen Bestimmungsgrößen (Abklingzeit, Absorptions- und Durchlässigkeitskoeffizient); ferner namentlich außerordentlich bequeme und leistungsfähige Verfahren zur Analyse von Klängen und Geräuschen; während die Bestimmung der Obertöne eines einzigen Klanges nach Ordnungszahl und Stärke früher eine mühselige Arbeit von Stunden war, erfordert sie heute kaum noch ebenso viele Minuten. Auch die physiologische Akustik und die innere Medizin haben reichen Gewinn davongetragen; es sei hier nur auf die neueren Arbeiten über die gegenseitige Verdeckung von Tönen hingewiesen, auf die Erweiterung unserer Kenntnisse über die Frequenz- und Intensitätsempfindlichkeit des gesunden und des pathologischen Ohres und auf die Untersuchungen über Herztöne und Atmungsgeräusche.

In den vorstehenden Ausführungen konnte die enge Verbindung der Nachrichtentechnik mit der Physik nur an einigen wenigen Beispielen erläutert werden; eine vollständige Schilderung der vielseitigen Beziehungen zwischen den beiden Gebieten wäre schon fast ein kleines physikalisches Lehrbuch. Jedenfalls bietet die elektrische Nachrichtentechnik dem technischen Physiker auch in Zukunft eine reiche Fülle von schönen, interessanten und dankbaren Aufgaben.

Technische Physik und optische Industrie

Von Hans Schulz, Berlin

Von grundlegender Bedeutung für die Frage, welche Beziehungen zwischen der Physik und der optischen Industrie bestehen, ist die Festlegung des Zeitpunktes, von dem an mit dem Vorhandensein letzterer gerechnet werden kann. Daß die Physik und ihre Beschäftigung mit technischen Fragen älter ist als die optische Industrie, dürfte keinem Zweifel begegnen, auch wenn man die Tatsache zugibt, daß die Spaltung in reine und angewandte Physik erst später erfolgte.

Das Entstehen der optischen Industrie, der Beginn einer gewerblichen Herstellung optischer Instrumente, fällt in die letzten Jahrzehnte des 18. Jahrhunderts. Zwar kann die Erzeugung von Brillengläsern bis zum Ende des 13. Jahrhunderts, die Kenntnis der Konstruktion und der allgemeinen Wirkung der Fernrohre und Mikroskope bis zum Anfang des 17. Jahrhunderts zurückverfolgt werden, doch kann von einer industriellen Arbeit noch keine Rede sein, teils wegen des immerhin geringen Verbrauches, teils wegen des Fehlens einwandfreier Herstellungsvorschriften und ausreichender Prüfungsmethoden, die die Gewähr für Gleichmäßigkeit der Fabrikate hätte geben können. Auch die Tatsache, daß in Venedig bereits um 1300 eine Gilde der „cristallai", der Brillenschleifer, existierte, kann an dieser Beurteilung der Sachlage nichts ändern. Jedes der optischen Systeme, jedes der Instrumente war ein Einzelstück, dessen Vollkommenheit nur durch die Geschicklichkeit und die Erfahrung seines Verfertigers seinen Wert erhielt. Es fehlte ja noch die Kenntnis der elementarsten Gesetze der Lichtausbreitung, unbekannt waren bis auf einige allgemeine qualitative Feststellungen die Materialeigenschaften, die eine Vorausbestimmung der Leistung hätten möglich machen können.

In der zweiten Hälfte des 18. Jahrhunderts war man noch ernsthaft damit beschäftigt, die Form des Dispersionsgesetzes zu ergründen, von dem Newton eine falsche Vorstellung hatte und ebenfalls noch Euler, der annahm, daß durch die Brechung auch die Dispersion eindeutig gegeben sei.

Immerhin kann man in dieser Zeit schon die Anfänge einer technischen Behandlung optischer Probleme nachweisen. Dollonds Nachweis, daß die Herstellung achromatischer Objektive durchaus im Bereich der Möglichkeit lag, Eulers Formeln für die Berechnung von Fernrohrobjektiven, Zeihers Versuche, die zeigten, daß sich die optischen Eigenschaften der Gläser in ziemlich weitgehendem Maße durch verschiedenen Zusatz von Bleioxyd verändern ließen, kündigen schon den Beginn eines neuen Zeitabschnittes an. Auch in der Problemstellung sind Zeichen des auf das Praktische gerichteten Sinnes nachzuweisen. Nicht nur das Bestreben, die Grundgesetze der Ausbreitung des Lichtes zu erforschen, der Streit zwischen den Anhängern der Emissions- und denen der Undulationshypothese gibt den Stoff für die optischen Arbeiten in der zweiten Hälfte des 18. Jahrhunderts, sondern es finden sich schon recht viele Versuche, Brechungszahlen zu bestimmen, bessere Meßmethoden auszuarbeiten, für optische Zwecke geeigneteres Rohmaterial zu beschaffen, wie aus dem Preisausschreiben der Französischen Akademie vom Jahre 1771 ersichtlich ist, das für die Ausarbeitung einer guten Methode zur Herstellung einwandfreien Flintglases einen Preis von 12000 Livres versprach.

Daß in der Tat um diese Zeit eine Wandlung in der Auffassung sowohl der Wissenschaftler als auch der Verfertiger optischer Instrumente eintrat, dürfte dadurch erwiesen sein, daß die Bedürfnisse



E. Abbe



der praktischen Optik vielfach Wissenschaftler in ihren Bann zogen, und daß umgekehrt bei der Herstellung der optischen Instrumente die Empirie immer mehr ausgeschaltet wurde. Die Gründung oder der Ausbau angesehener optischer Firmen, durch die seitdem auf optischem Gebiete der Zusammenhang zwischen wissenschaftlicher und praktischer Optik zum mindesten in loser Form gepflegt worden ist, fällt in diese Zeit. Voigtländer, seit 1756 in Wien, seit 1849 in Braunschweig, Dunker als Gründer der später von Busch weiter entwickelten Firma, Utzschneider und Reichenbach in München haben neben andern schon im Beginn des 19. Jahrhunderts die technische Optik gepflegt.

Freilich konnte zu dieser Zeit erst Pionierarbeit geleistet werden, denn vor Fraunhofers Entdeckung der Absorptionslinien im Sonnenspektrum fehlte jede Möglichkeit einer hinreichend genauen Festlegung optischer Daten, also die Grundlage für die einwandfreie Berechnung optischer Systeme. Auch die Bearbeitungsverfahren waren recht primitive. Fast ausschließlich waren einfache Pendelschleifmaschinen in Gebrauch; das Dunkersche Patent auf eine Vielschleifmaschine stammt vom Jahre 1801. Weiterhin war bis zu dieser Zeit die praktische Optik hauptsächlich auf die Verwendung derjenigen Gläser angewiesen, die im normalen Fabrikationsgange der Hohl- und Flachglaserzeugung üblich waren. Guinand, anfangs allein, später in Gemeinschaft mit Fraunhofer, hat versucht, diesen Zwang zu beseitigen, indem er in zäher Arbeit die Erfahrungen sammelte, die notwendig waren, um Kron- und Flintglas in einer für optische Zwecke geeigneten Beschaffenheit herzustellen. Teilweise anschließend an sie, teilweise unabhängig von ihnen, haben sich Döbereiner und Körner in Jena, später Faraday, Harcourt und Stokes mit der Zusammensetzung und den Eigenschaften des Rohstoffes für optische Instrumente, des Glases, beschäftigt und gezeigt, daß außer den alten sieben Glasoxyden auch andere und die alten auch in abgeänderten Verhältnissen in Betracht kamen.

Die Aufteilung der Optik in eine im engeren Sinne theoretische und eine praktische mußte auch schon deshalb eintreten, weil mit der Entdeckung der Polarisationserscheinungen und der nun einsetzenden Bearbeitung des neuen umfangreichen Gebietes der Interferenz und Polarisation — man denke an die Arbeiten von Cauchy, Fraunhofer, Fresnel, Schwerd einerseits, Biot, Brewster, Jamin, Malus, Seebeck andererseits — das Interesse der reinen Wissenschaft etwas von der geometrischen Optik abgelenkt wurde und wiederum der praktischen Optik durch die Fülle neuer Entdeckungen auf optischem Gebiet umfangreiche Aufgaben erwuchsen, die bei rein empirischer Behandlung kaum Aussicht auf befriedigende Lösung boten. Die Vervollkommnung der Fernrohre und Mikroskope, die Ausarbeitung von Objektiven für die neue Lichtbildkunst erforderten eine gründliche Behandlung der Abbildungsgesetze, die für den Idealfall von Gauss 1841 gegeben wurde und einen gewissen Abschluß der allgemeinen Theorie der optischen Instrumente bildet, während die Ausarbeitung der Fehlertheorie neue Kräfte bindet. Stampfer und Petzval in Wien in Verbindung mit Voigtländer, Seidel und Steinheil in München haben für die technische Optik grundlegende Arbeiten geschaffen, deren Bedeutung teilweise erst in neuester Zeit erkannt worden ist.

Es läßt sich nicht bezweifeln, daß gerade mit diesen Arbeiten eine scharfe Trennung zwischen wissenschaftlicher und technischer Optik erfolgt ist. Für die die reine Physik angehenden Fragen nach dem Wesen des Lichtes, dem Mechanismus der Lichterzeugung und der Umwandlung in andere Energieformen haben diese Probleme nur mittelbar zu tun, indem sie den Weg zu immer leistungsfähigeren, für immer feinere Untersuchungen geeigneteren Instrumenten weisen.

Die stärkste Ausprägung findet die Entwicklung der technischen Optik in den Arbeiten von Abbe, der in Gemeinschaft mit Schott alle Fragen der technischen Optik, vom Rohstoff beginnend bis zur Prüfung des fertigen Instrumentes, in Betracht zog. Konnte man die älteren Forscher, die Mathematiker Gauss und Petzval, den Astronomen Seidel und andere noch zur reinen Wissenschaft rechnen, ihre Veröffentlichungen über technisch-optische Fragen noch als Ausstrahlungen in eine ihnen eigentlich wesensfremde Sphäre betrachten, so beginnt bei Ernst Abbe und O. Schott bewußt der Aufbau einer einzig auf das Praktische gerichteten, mit allen Mitteln der Wissenschaft arbeitenden Forschung, die dementsprechend auch die Praxis viel nachhaltiger beeinflußt hat, als es vorher trotz der Wichtigkeit der älteren Arbeiten der Fall sein konnte.

Mit Abbe beginnt die systematische Durchdringung der Optik mit wissenschaftlicher Berechnung und Messung und gleichzeitig die Entwicklung der optischen Großindustrie, die heute fast in alle übrigen Zweige der Technik eingreift.

Ausgehend von dem Bestreben, die Leistungsfähigkeit des Mikroskops zu heben, hat Abbe nicht nur die Abbildungsgesetze eingehend behandelt, sondern er hat vor allem die hiermit im engsten Zusammenhang stehenden Meßmethoden und Apparate entwickelt oder neu erfunden. Man trifft Abbes Namen ebensowohl in Verbindung mit dem Mikroskop, dem Fernrohr und den dazu gehörigen Nebenapparaten, wie Beleuchtungssystemen, Spektralapparaten und Okularen verschie-

denster Bauart, als auch beim Refraktometer, das die optischen Daten für die Rechnung liefern soll, beim Fokometer zur Messung der Brennweiten, beim Apertometer und bei den verschiedensten Vorrichtungen zur Beobachtung, von denen Zeichenprisma und Stereookulare erwähnt sein mögen. Die Fülle der Aufgaben konnte er allein nicht bewältigen. Seine organisatorische Tätigkeit und seine Leistungen als Lehrer, als Gründer einer neuen Schule von Forschern auf technisch-optischem Gebiet sind nicht minder wichtig. Zu seinen Schülern oder Mitarbeitern zählen Czapski, Lummer, Pulfrich, Straubel und andere; ihnen ist vor allem zu danken, daß Abbes Forschungen aus seiner Glanzzeit einem weiteren Kreise zugänglich gemacht worden sind. Es mag an dieser Stelle neben den von Lummer herausgegebenen Vorlesungen über die Bildentstehung im Mikroskop nur das von Czapski und Eppenstein in dritter Auflage herausgegebene Werk „Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe" erwähnt sein, zu dessen Mitarbeitern Boegehold, Erfle, König und von Rohr gehören. Außerdem aber ist die Abbesche Schule auch im Ausbau der optischen Instrumente hervorragend tätig gewesen: Auf mikroskopischem Gebiete Siedentopf (Ultramikroskopie), auf dem Gebiete der Refraktometrie Pulfrich und Löwe, wobei noch bemerkt sein mag, daß Pulfrich eine Reihe stereoskopischer Apparate zu danken sind, die für die Vermessungstechnik, die Stereogrammetrie von größter Bedeutung geworden sind, aber auch in der Photometrie vielseitige Anwendung gefunden haben (Stereophotometer).

Schon die kurze Zusammenstellung dürfte genügen, um erkennen zu lassen, daß der mit Abbe beginnende Aufschwung der technischen Optik eine sehr breite Basis hat.

Aus der ursprünglich rein handwerksmäßig hergestellten Brille ist ein Präzisionsinstrument geworden, das als punktuell abbildendes Fernglas, als Doppelfokusglas, als Fernrohrbrille für fast alle Fälle optischer Anomalien des Auges einen Ausgleich ermöglicht; Fernrohr und Mikroskop sind nicht mehr Instrumente, die rein wissenschaftlichen Zwecken, der Erforschung des Makro- und Mikrokosmus dienen, sondern als Hilfsinstrumente für Geodäten und Ärzte, ferner allein oder in Verbindung mit andern optischen Vorrichtungen als Laboratoriumsinstrumente Verwendung finden.

Noch weitergehend hat die Physik die praktische Optik befruchtet. In erster Linie hat die Erforschung der Strahlungsgesetze durch Rayleigh, Wien, Lummer neue Anregungen gebracht. Die Vervollkommnung der photometrischen Einrichtungen, die Konstruktion von Strahlungspyrometern und folgend der Ausbau der Beleuchtungstechnik schufen der Optik ein neues Betätigungsfeld.

Bis zum Beginn des letzten Jahrzehntes des 19. Jahrhunderts hatten Lichterzeugung und Optik wenig miteinander gemein. Von dem Sonderfalle der Leuchtfeuer abgesehen, bei dem die Fresnelschen Linsen eine günstigere Ausnutzung der Strahlung bewirken sollten, gab es kaum optische Vorrichtungen, die in Verbindung mit Strahlern für Beleuchtungseinrichtungen benutzt wurden.

Gehlhoff bezeichnet das Jahr 1885, in welchem Schuckert den ersten Parabolspiegel aus Glas herstellte, als das Geburtsjahr des modernen Scheinwerfers, der nach dem Zweck mit Kugel-, Parabol- oder Hyperbolspiegeln ausgerüstet wird. Für allgemeine Beleuchtungsanlagen werden Reflektoren verschiedenster Art verwendet: Das Gebiet der Beleuchtungstechnik ist ein so umfangreiches, daß schon eine kurze Zusammenstellung der wichtigsten hierher gehörigen Probleme zu weit führen würde. Die Untersuchung der Strahlungsgesetze für Kohle und Metalle, die Ermittlung der Ökonomie der Lichtquellen gibt sofort den Übergang zu den physiologischen Fragen, an denen die Beleuchtungstechnik ein hervorragendes Interesse hat. In dieser Beziehung muß auch die Beleuchtungsindustrie als optische Industrie betrachtet werden; der verstärkte Bedarf an photometrischen Einrichtungen, die notwendige Bestimmung der Reflexionseigenschaften der Körper führt dann unmittelbar zur Optik im engeren Sinne zurück.

Was früher der reinen Wissenschaft als Unterscheidungsmerkmal diente, die Bestimmung von Reflexion und Absorption, des Brechungskoeffizienten und äußerstenfalls die Ermittlung der Veränderung des Polarisationszustandes des Lichtes bei Durchgang oder Reflexion, ist heute für die technische Optik Arbeitshilfsmittel geworden; selbst die subtilsten Erscheinungen der Interferenz des Lichtes sind aus dem Rahmen des wissenschaftlichen Versuchs herausgetreten.

Refraktometer zur Bestimmung der Reinheit oder der Konzentration von Flüssigkeitsgemischen oder Lösungen haben für die Zuckerindustrie, die Öl- und Fettverarbeitung größte Bedeutung gewonnen; Kolorimeter, Polarisationsapparate und Glanzmesser sind ebenfalls technische Instrumente geworden, und Interferometer dienen in allen feinmechanischen Unternehmungen und in Maschinenfabriken zur Kontrolle der Erzeugnisse. Der moderne Austauschbau ist erst durch die gemeinsam von Wissenschaft und praktischer Optik geschaffenen Feinmeßapparate möglich geworden.

Es gibt kaum ein Gebiet der Optik, das nicht einer technischen Anwendung fähig wäre. Eine Trennung zwischen theoretischer und technischer Optik ist schwer. Man könnte höchstens die

letztere dadurch herausheben, daß sie die optischen Eigenschaften der Körper und ihren Einfluß auf Lichterzeugung und Lichtausbreitung hauptsächlich vom Standpunkte der Technik, also mit Rücksicht auf die Anwendbarkeit ermittelt. Eines der Schulbeispiele hierfür ist die Ostwaldsche Farbentheorie, die von wissenschaftlichen Grundlagen ausgehend eine Reihe wichtiger technischer Anwendungen gefunden hat.

Die Förderung der optischen Industrie durch die technische Physik beschränkt sich aber nicht allein darauf, daß sie infolge der Durchdringung des technischen Schaffens mit optischen Geräten neue Fabrikationsgebiete eröffnet und auch im täglichen Leben das Interesse für optische Instrumente gesteigert hat, wofür als Beispiel die Vervollkommnung der photographischen Optik und der Kinematographie zu nennen wäre, sondern sie hat vor allem die Möglichkeit zu einer Ausgestaltung der Arbeitsprozesse gegeben, indem sie sich die wissenschaftliche Auswertung der Erfahrungen im Betriebe angelegen sein ließ. Schritt für Schritt läßt sich der Einfluß nachweisen: Die Herstellung des Glasgemenges erfolgt auf Grund der bekannten Beziehungen zwischen Gemengezusammensetzung und optischen Eigenschaften, während des Schmelzens wird die Temperatur gesetzmäßig geregelt, ebenso während des Kühlprozesses, so daß die Grundlagen für die Berechnung der Systeme als gegeben angesehen werden können. Empirische Zusammenstellung optischer Systeme gehört dank der Arbeit der technischen Physik zu den Ausnahmefällen, jeder industriell erzeugte Apparat dürfte vor der Herstellung wenigstens seiner allgemeinen Leistung nach im voraus bekannt sein. Der Schleif- und Poliervorgang ist in neuerer Zeit einer ziemlich eingehenden Untersuchung unterworfen worden, so daß die Schleif- und Poliermaterialien auf Geeignetheit für das zu bearbeitende Material gewählt werden können. Die Ausdehnung der optischen Industrie ist zum großen Teil der Mitwirkung der technischen Physik zu danken; ein optisches Unternehmen, das ohne wissenschaftliche Grundlagen fabrizieren will, kann nicht auf die Dauer konkurrenzfähig bleiben. Mehr denn je gilt Abbes Äußerung, daß wissenschaftliche Hilfsmittel und wissenschaftliche Betriebsgrundlagen ein kräftiger Hebel des Fortschritts sind; die Ausdehnung des Aufgabenkreises zwingt zu immer engerer Verknüpfung. Der Gewinn liegt auf beiden Seiten: Die Industrie findet neue Gedanken, die Physik neue Hilfsmittel und damit die Möglichkeit tieferer Erfassung der Natur, der Erweiterung ihres eigenen Arbeitsgebietes.

(Eingegangen am 3. Mai 1929)

Technische Physik und Medizin

Von G. Gehlhoff, Berlin

Daß viele Zweiggebiete und viele Methoden der Medizin von der Physik ausgegangen und befruchtet sind, ist allgemein bekannt; insbesondere ist die Physiologie ebenso häufig als physikalisches wie als medizinisches Grenzgebiet angesprochen worden. Darüber hinaus hat aber die Physik in den letzten Jahrzehnten der Medizin Hilfsmittel und Heilmittel in die Hand gegeben in einem Ausmaße, daß die physikalische Medizin ein selbständiger, umfangreicher Zweig der Medizin geworden ist.

In erster Reihe muß hier H. von Helmholtz' gedacht werden, dessen Arbeiten die Grundlagen für die physikalische Untersuchung der Sinnesorgane durch Aufdeckung ihrer physikalisch-gesetzmäßigen Funktionen schuf; in zweiter Reihe W. C. Röntgens, dessen fundamentale Entdeckung der nach ihm benannten Strahlen ein ganz neues, heute wohlausgebautes Gebiet der Medizin schuf.

Es erübrigt sich in diesem Rahmen, etwa eine Geschichte der Entwicklung der physikalischen Medizin zu schreiben. Einige kurze Hinweise mögen genügen, um zu zeigen, wie weit technische Physik als Grundlage dieses Zweiges der Medizin dient.

Im wesentlichen kann man drei Gebiete unterscheiden, auf denen der technische Physiker erfolgreich tätig war: Diagnostik, Therapie, physikalisch-medizinische Apparatur.

Gehen wir von der Diagnostik aus, so sind Augenspiegel, Mikroskop, Spektroskop und Kolorimeter zur Untersuchung von Blut, Polarimeter zur Harnuntersuchung, Saitengalvanometer (Elektrokardiogramm), elektrische Muskel- und Nervenreize, Röntgenstrahlen, Schallmeßapparate usw. wichtige und unentbehrliche Hilfsmittel der Medizin zur Feststellung normalen oder fehlerhaften Funktionierens der verschiedenen Organe des menschlichen Körpers geworden. Daß hier und da in den Anfangsstadien bei der Bewertung der physikalischen Diagnose übers Ziel hinausgeschossen wurde, entsprang den ersten verblüffenden Leistungen und dadurch über das kritische Maß hinaus gesteigerten Erwartungen. Aber die technische Physik hat in dauernder Arbeit die Grundlagen der physikalischen Diagnose gefördert und sichergestellt. Es sei namentlich das Gebiet der Röntgendiagnostik erwähnt, in der die Frage der Härte, der Streuung, der differenzierten Absorption der Strahlung, sowie die Frage der besten Sichtbarmachung des Röntgenbildes durch Fluoreszenzschirm oder durch photographische Platte von der Physik weitgehend geklärt wurden. Es braucht nicht daran erinnert zu werden, welche Fortschritte man beispielsweise bezüglich der Röntgendiagnostik der inneren Organe, ihrer Lage

und ihrer krankhaften Veränderungen gemacht hat, ein Gebiet, daß noch vor 20 Jahren nahezu hoffnungslos erschien (Bukyblende, Anwendung von Füllmaterialien). Daß die Röntgenstrahlen nur Schattenbilder geben, vereinfacht die Deutung durch den Mediziner. Es ist aber zu erwarten, daß die neuen Entdeckungen ihres Verhaltens als optische Strahlen (Brechung, Reflexion) auch nach der medizinischen Seite Aussichten von großer Tragweite bieten.

Ein ungleich wichtigeres und ausgedehnteres Feld ist das der physikalischen Therapie. Auch hier sind nicht alle Blüten zur Reife gelangt, und das Gespenst des Krebses, das man durch Behandlung mit Radium-, Röntgen- und anderen Strahlen zeitweilig gebannt hoffte, ist zwar durch die Strahlenbehandlung gemildert, doch keineswegs behoben oder gar der operativen Behandlung entzogen. Auf der andern Seite hat aber die Anwendung gerade der Strahlen verschiedener Art, von den kurzwelligen Röntgenstrahlen über ultraviolettes und sichtbares Licht bis zu Wärmestrahlen, auf den verschiedensten Gebieten der Medizin sowohl im einzelnen als auch für den Stand der allgemeinen Volkshygiene Ungeheures geleistet, und die Volkskrankheiten Rachitis und Tuberkulose werden anscheinend mit steigendem Erfolge durch Lichttherapie behandelt. Auch die Entdeckung des Einflusses von ultraviolettem Licht auf die Bildung der lebenswichtigen Vitamine und Hormone, auf die Teilung und Entwicklung der organischen Zelle, die Bestimmung des biologisch wirksamen Bereichs des ultravioletten Spektrums durch Hausser und Vahle gehören hierher. Neuerdings hat man auch der Anwendung der Korpuskularstrahlen in Form von Lenardstrahlen größere Aufmerksamkeit geschenkt.

Wenn es gerade in der Strahlentherapie nicht nur Mißerfolge, sondern sogar Schädigungen häufig genug gegeben hat, so lag das nicht zum wenigsten daran, daß ursprünglich bei der Anwendung stark wirksamer Strahlen der Physiker mit seinen Methoden und Messungen nicht genügend zugegen war. Die schwierige Aufgabe der Dosierung beispielsweise der Röntgenstrahlen nach Energie und Härte hat lange Zeit zur Klärung benötigt, wie überhaupt die Dosierungsfrage in der Strahlentherapie auch heute noch der engsten Zusammenarbeit zwischen Physiker und Mediziner bedarf. Auch die Frage der spezifischen Reizbarkeit ist vielfach noch ebenso ungeklärt wie die andere Frage, über welche Wege die angewandten Strahlen ihre Heilwirkung ausüben. Ein bisher etwas vernachlässigtes Gebiet, das der Diathermie, d. h. der Anwendung von Joulescher Wärme im Innern des Körpers, ihrer speziellen Zuführung zu einzelnen Organen, damit verknüpfter Blutstauung und Heilwirkung harrt auch noch der Mitwirkung des technischen Physikers.

Das dritte Gebiet, auf dem die technische Physik besonders fruchtbar und erfolgreich war, ist das der Apparaturen für die physikalisch-medizinische Diagnostik und Therapeutik. Wenn man die Art und Weise der Applikation von Röntgenstrahlen vor etwa 20 Jahren und daneben ein modernes Röntgen-Instrumentarium von heute vergleicht: Dort kleine luft- oder wassergekühlte Röntgenröhre mit Gasentladung, mit ihrer wechselnden, schwer beeinflußbaren Härte und Energie, mit ihrer schädlichen Wirkung nach allen Richtungen, dazu ein kleines Induktorium mit mehr oder weniger guter Leistung, hier ein vollständig durchentwickeltes Instrumentarium mit wirksamem Strahlenschutz, mit in jeder Beziehung bequem regulierbaren Röntgenröhren, mit für diesen Zweck entwickelten Induktorien hohen Wirkungsgrades, mit allen spezifischen Hilfsmitteln — da kann es nicht wundernehmen, daß mit solchen Apparaten andere Erfolge erzielt werden als damals.

Freilich bleibt auch hier die Gefahr bestehen, daß eine solche Apparatur in den Händen eines Ungeübten oder Unerfahrenen Schlimmes anrichten kann.

Wenn mehrfach das Beispiel der Röntgentechnik gegeben wurde, so deshalb, weil diese die nach außen am stärksten in Erscheinung tretende und den Physiker am meisten interessierende ist. Es dürfen daneben aber andere sehr wichtige Zweige, die gerade in letzter Zeit neuen Ansporn erfahren haben, nicht übergangen werden. Wichtige Untersuchungen über die Wirksamkeit kurzwelligen Lichtes im Spektrum der Sonne und in dem künstlicher Lichtquellen, überraschende Resultate über partielle Ohrempfindlichkeit von Taubstummen oder über Methoden zur Feststellung der Mittel- oder Innerohr-Taubheit, die Methode der Schattenbilder, die durch ultrarote Strahlen erzeugt werden, und vieles andere versprechen Fortschritte weit über das bisher Erzielte hinaus.

So sehen wir auf den verschiedensten Gebieten innige Wechselwirkung zwischen Physik und Medizin, deren die Medizin heute nicht mehr entraten kann. Jedes Krankenhaus, ja fast jeder Arzt besitzen heute ein Röntgeninstrumentarium, irgendeine Bestrahlungslampe; viele Spezialinstitute für Fragen der Strahlentherapie, für physikalisch-medizinische Forschung gibt es heute an den Universitäten, großen Krankenhäusern, bei der Industrie; neue Gesellschaften zur Bearbeitung dieser Grenzgebiete zwischen Medizin und Physik haben sich gebildet. Und auch manches physikalische Institut trug durch Einrichtung von Röntgeninstituten diesem Rechnung.

Aber diese großen äußeren Erfolge dürfen uns nicht darüber hinwegtäuschen, daß noch vieles zu



tun übrig bleibt, daß wir erst am Anfang stehen, daß viele Fragen noch nicht gelöst sind. Die Einwirkung des natürlichen und des künstlichen Klimas, die Wirkung der Höhe, der Bäder mit und ohne Radioaktivität, der Ionen in der Atmosphäre, der äußeren schädlichen Dauerreize, z. B. durch die Einwirkung gesteigerter Zivilisation, alles das ist eben angegriffen und im Fluß, wie die Schaffung von Dosisnormalien. Aber überall ist noch viel Arbeit nötig. So ist auf den Gebieten der Diagnostik und Therapie mit physikalischen Mitteln wie auf dem der hierzu notwendigen Methoden und Apparaturen die technische Physik berufen, mit Erfolg zum Heile der Menschheit mitzuarbeiten.

(Eingegangen am 14. Mai 1929)

Technische Physik in der chemischen Industrie

Von Paul Gmelin, Mannheim

Wenn wir anläßlich unserer Zehnjahresfeier Rückschau halten, so haben wir in diesem Jahre einen besonderen Anlaß, der in der chemischen Industrie tätigen Physiker zu gedenken, denn am Tage des Eingangs dieser Zeilen bei der Schriftleitung waren es gerade 20 Jahre, als Professor J. Zenneck als unseres Wissens erster technischer Physiker der deutschen chemischen Industrie mit einigen Kollegen seine Tätigkeit bei der B. A. S. F. in Ludwigshafen am Rhein begann. Da ich ihm meine Aufnahme in die chemische Industrie verdanke, ist es mir eine besondere Freude, der Bitte der Schriftleitung um diese Zeilen nachzukommen und auf diese Weise mit meinen Physikerkollegen von der chemischen Industrie ein doppeltes Jubiläum zu feiern.

Daß in den 10 Jahren vor der Gründung unserer Gesellschaft nur wenige von unserem Dasein wußten, hat seinen Grund sowohl in unserer zunächst kleinen Zahl als in der geschäftlich sehr wohl begründeten ablehnenden Einstellung der chemischen Industrie gegen Veröffentlichungen über Untersuchungen, die noch im Flusse sind. Diese Einstellung hat uns jedoch keineswegs geschadet, im Gegenteil glaube ich an eine außerordentlich wohltätige Wirkung auf unsere innere Entwicklung.

Wir waren in unseren technischen Kinderjahren froh, unsere ganze Kraft auf die Entwicklung unserer Tätigkeit und damit unserer Stellung innerhalb des an sich schon reichlich großen Bereichs unserer Industriewerke verwenden zu können, ohne Ablenkung des wissenschaftlichen Interesses und — sagen wir es ruhig — auch des persönlichen Ehrgeizes durch Veröffentlichungen. Ich gestehe offen, daß mir damals die Gründung einer technisch-physikalischen Zeitschrift im Hinblick auf die Schweigepflicht der eigenen Firmen gegenüber sehr gewagt erschien. Um so erfreulicher ist es, heute feststellen zu dürfen, daß das Experiment doch geglückt ist und wir Kollegen von der chemischen Industrie neuerdings auch in der Lage sind, soweit es die Interessen unserer Firmen erlauben, in diesen Spalten kundzutun, was der technische Physiker wissenschaftlich und technisch auch auf dem Boden der chemischen Industrie leisten kann.

Es soll nun versucht werden, in dem hier zur Verfügung gestellten Rahmen ein Bild von der Entwicklung, den Aufgaben und der Bedeutung der technischen Physik in der chemischen Industrie zu geben, soweit dies aus meinem Gesichtskreis heraus möglich ist. Wenn wir hier auch insofern besondere Verhältnisse haben, als unser Oppauer Werk vorherrschend in anorganischer Chemie groß geworden ist, so handelt es sich doch nicht nur um einen Ausschnitt oder ein Sondergebiet der technischen Physik, weil ein Hauptgebiet unserer Tätigkeit, die Energiewirtschaft und die Materialprüfung, den meisten chemischen Industrien gemeinsam ist, und weil unser Zusammenhang mit nahezu allen großen Werken der I. G. und die neuere Entwicklung unseres Oppauer Werkes auf organischen und elektrochemischen Gebieten uns auch in mittelbare und unmittelbare Berührung mit nahezu allen Gebieten der Chemie gebracht hat.

Wir verdanken unser Arbeitsfeld in der chemischen Industrie letzten Endes dem Stickstoffproblem, das schon 1909 in dem Schönherrschen Lichtbogenverfahren eine brauchbare Lösung gefunden hatte, und schon damals waren es meßtechnische[1]) Fragen, die, wie später beim Ammoniakverfahren, zuerst gestellt wurden. Waren es bei der Luftstickstoffgewinnung in Norwegen hauptsächlich elektrische Meßprobleme, so stellte das im Jahre 1912 betriebsmäßig in Oppau eingerichtete Ammoniakverfahren nach Bosch-Haber zunächst Probleme aerodynamischer, hydrodynamischer und thermodynamischer Meßtechnik, dazu kam die Durchführung aller der Maßnahmen, die zur Sicherung der eng verketteten Betriebe vor Explosionsgefahr, Gas- und Energieverlusten dienten. Organisatorisch wurde das ganze Gebiet zusammengefaßt unter dem Begriff „Betriebskontrolle“, die mir zur Entwicklung und Leitung als unabhängiger Betrieb, bestehend aus Werkstätten, Laboratorien, Eichstationen, Konstruktions- und Verrechnungsbüros übertragen und als neutrale Instanz der technischen Werksleitung unmittelbar zugeteilt wurde.

Über den Begriff Betriebskontrolle hinaus wurde schließlich aus diesem Betrieb heraus alles das an physikalischer Tätigkeit entwickelt, was

[1]) J. Zenneck, Phys. Zeitschr. 11 (1910), 896.

sich unter dem Sammelnamen Physikalisch-Technisches Laboratorium zusammenfassen läßt. Darüber hinaus führt ein Arbeitsgebiet, das vielleicht gerade für die chemische Industrie typisch ist, die Betriebsversuche in laufenden Fabrikations- und Energiebetrieben, wozu noch die Abnahmeversuche an Maschinen und chemischen Apparaturen, die mechanisch, elektrisch oder thermisch zu prüfen sind, kommen.

Es hat sich im Laufe der Jahre als sehr wirtschaftlich erwiesen, alle physikalischen Fragen des aus zahlreichen großen Abteilungen bestehenden Werkes zentral an einer Stelle zu behandeln, wo alle physikalischen Erfahrungen zusammenfließen, und nicht in jeder Abteilung ein besonderes physikalisches Laboratorium mit Werkstatt und sonstigem Zubehör zu unterhalten. Als einfachstes Beispiel mag hier nur die Temperaturmessung genannt sein, über die eben derjenige Physiker die umfassendsten Erfahrungen hat, dem die Betriebsbedürfnisse aller Abteilungen des Werkes zuströmen.

Der unmittelbaren Berührung mit der Werksleitung verdankt die technische Physik eine tatkräftige Unterstützung, ohne die sie sich nicht hätte entfalten können, und der Angliederung an die Abteilung des leitenden Oberingenieurs Dir. Dr. eh. F. Lappe im besonderen eine Menge wissenschaftlicher und technischer Anregungen auf dem Gebiete der Materialprüfung und der Wärmetechnik. Das Zusammenarbeiten mit den Ingenieuren wurde uns schon früh ein Bedürfnis, und schon nach kurzer Zeit des gemeinsamen Arbeitens bekam ich den ebenso schwierigen wie reizvollen Auftrag, neben jungen Physikern auch junge Maschineningenieure und Elektroingenieure während ihrer Probezeit zu beschäftigen und von der physikalischen und meßtechnischen Seite für die Verwendung in den Betrieben einzuarbeiten. Nach dieser Schulung sind neben einer Anzahl Ingenieure auch schon mehrere Physiker als selbständige Betriebsführer oder Betriebsassistenten von Chemikern zur Führung von Fabrikationsbetrieben aus unserem Laboratorium hervorgegangen. Als Beispiele seien die Stickstofffabrik nach Linde, die Harnstoffabrik und der Versuchsbetrieb für Hydrierung genannt.

Zum Schlusse dieses kurzen Überblicks über die Gliederung unserer Tätigkeit sei noch erwähnt, daß wir es als eine unserer wichtigsten Aufgabe ansahen, im Rahmen der Fabrik das zu werden, was man früher im guten Sinne Zunft nannte. Wir trafen davon nicht die geringsten Spuren an. So wäre es noch vor 15 Jahren unmöglich gewesen, für eine neu zu bauende chemische Fabrik die notwendigen physikalischen Meß- und Sicherheitsanordnungen technisch und kaufmännisch zu projektieren; dagegen sind wir heute so weit gekommen, daß wir z. B. für eine Stickstoff- oder Hydrieranlage alles Physikalische „zünftig" projektieren können, ähnlich wie die Ingenieure eine elektrische Zentrale. Trotzdem befindet sich die technische Physik in weiterem Sinn in dauernder Weiterentwicklung und wird sich noch manches neue Arbeitsgebiet in der chemischen Industrie erobern können.

Parallel zu der eingangs kurz skizzierten praktischen, vorwiegend meßtechnischen Tätigkeit liefen Aufgaben, die sich in drei Gruppen teilen lassen:

1. Die Schaffung rasch und womöglich selbsttätig arbeitender, objektiver physikalischer oder physikalisch-chemischer Methoden an Stelle von subjektiven, oft zu langsam arbeitenden chemischen Analysenmethoden, wobei die dringendsten Bedürfnisse auf dem Grenzgebiet, Nachweis kleinster Mengen, vorlagen.

2. Die Forschungsarbeiten mittels physikalischer Methoden auf den Gebieten der Chemie und physikalischen Chemie, wo chemische Methoden versagen oder zu ungenau oder nicht eindeutig sind. Dabei war es mir Grundbedingung, nach Möglichkeit mit exakt arbeitenden physikalischen Apparaten heranzugehen und diese Apparate für schnelle, bequeme Handhabung bei größtmöglichster Sicherheit zu entwickeln. Das Bedürfnis nach dieser Art der Behandlung chemischer Probleme erscheint uns im Hinblick auf die stark spekulativ eingestellten Richtungen der modernen Physik und physikalischen Chemie zurzeit besonders dringend. Schon in mehreren Fällen, auf die ich noch näher eingehen werde, hat sich diese Arbeitsweise gut bewährt. Dabei hat sich ein erfreuliches Zusammenarbeiten mit den chemischen und physikalisch-chemischen Forschungsstätten unseres Werkes angebahnt, von dessen Weiterentwicklung wir uns viel gegenseitige Anregung versprechen.

3. Technische Arbeiten mit dem Ziel der Herstellung chemischer Produkte mit physikalischer Behandlung, z. B. Lichtbogenreaktionen.

Ergänzend sei noch bemerkt, daß dazu noch die schriftliche und experimentelle Behandlung des gesamten in das physikalische Gebiet reichenden Patentwesens kommt. Damit dürfte unser ganzer Wirkungskreis, wie er in unserer Firma für anorganische, organische und elektrochemische Betriebe besteht, kurz umschrieben sein.

Einige Beispiele mögen nun das Gesamtbild ergänzen und vertiefen, wobei im einzelnen der Kürze halber auf Patentschriften und Veröffentlichungen verwiesen wird. Die Verteilung und Mischung von Gasen, Flüssigkeiten und Dampf unter den verschiedensten Drucken bei teilweise veränderlicher Zusammensetzung der Gase erforderte die Schaffung registrierender Apparate zur Messung von Drucken, Druckdifferenzen und

Dichten. Während die Druckmesser[2]) gemeinsam mit den geeigneten Armaturenfabriken in langjähriger Arbeit auf die notwendige Genauigkeit und Betriebssicherheit entwickelt werden konnten, wurden die für die Mengenmessung mittels Drosselstellen notwendigen Apparate für Registrierung von Gasdichten[3]) und von kleinen Druckdifferenzen bei hohen Drucken selbstständig neu entwickelt. Der Dichteschreiber wird nicht nur als solcher sehr vielseitig benutzt, ersetzt vielmehr auch an vielen Stellen die chemische Gasanalyse, und der zuerst als „Judas“ bei der Belegschaft verhaßte Apparat ist nun als hilfreicher Freund anerkannt, der das langwierige Analysieren entbehrlich macht. Die Druckwage[4]) ist für die Registrierung der an Drosselscheiben auftretenden Druckdifferenzen in einigen Einheitstypen für Mengemessungen von Gasen, Flüssigkeiten und Dämpfen aller Art bis zu Drucken von 1000 at durchgebildet worden und wird auch als Vakuummesser gebaut Da die gesamten Mengenmessungen bei dem ungeheuren Umfang des täglichen Umsatzes nur mittels des Stauprinzips durchgeführt werden konnten, war die genaue Ermittlung der Durchflußbeiwerte der benutzten Drosselorgane die erste Aufgabe. Wir fußten dabei bis vor kurzem auf Untersuchungen aus dem Jahre 1910[5]), die mit moderneren Hilfsmitteln im letzten Jahre[6]) sowohl hinsichtlich der benutzten Medien als der Mengen beträchtlich erweitert wurden. Die bisher auf $\pm$ 2 % garantierte Fehlergrenze wurde dadurch auf $\pm$ 0,5 % eingeengt und der Bereich auf Rohrweiten bis zu 500 und neuerdings 1000 mm erweitert und in Beziehung zu den Reynoldsschen Zahlen gebracht. Es sei noch besonders darauf hingewiesen, daß dieses nun in 18-jähriger Erfahrung gesammelte Rüstzeug bei der Verwendung zu Abnahmeversuchen an Turbinen und Maschinen für Förderung von Gasen, Flüssigkeiten und Dampf bereits vor mehreren Jahren von namhaften Maschinenfabriken anerkannt worden ist.

Der Ausbau des Meßwesens führte schließlich auch auf das hinsichtlich Meßgenauigkeit scheinbar genügend gesicherte Gebiet der Verwiegung fester und flüssiger Rohstoffe und Fertigprodukte im Großen. Zwang schon die Steigerung der Wirkungsgrade von Dampfkesselanlagen zu genauester Erfassung von Wasser und Kohle, so zeigte sich andererseits, daß die verfügbaren, meist automatischen Wiegeeinrichtungen für eine genaue Verwiegung der teueren Fertigprodukte, wie Ammoniakwasser und Düngesalze, einer dauernden Überwachung durch mechanische Instandhaltung und periodisch wiederkehrende Eichung dringend bedurften. Dabei war auch Gelegenheit, Neues zu schaffen, z. B. eine mit elektrischem Zeitgeber einstellbare selbsttätige Mischvorrichtung[7]) für Salze. Zu der Gewichtskontrolle kamen Kontrollen für die Feuchtigkeit der Salze und die Ermöglichung systematischer Untersuchungen über den Einfluß der Luftfeuchtigkeit in Düngesalzlagerräumen, insbesondere bei tropischen Verhältnissen.[8]) Zur Lösung der letzteren Aufgabe wurde ein besonderer, nach dem Taupunktsverfahren arbeitender Hygrograph[9]) entwickelt, der zusammen mit einem elektrischen Thermometer ein Dampfventil und eine elektrische Heizvorrichtung steuerte, um in einem künstlichen Tropenraum eine beliebig einstellbare Feuchtigkeit und Temperatur konstant zu halten. Der Hygrograph fand eine weitere Anwendung bei der Kontrolle des Trockenvorganges in einem Vakuumtrockner für Farbstoffe.

Als Beispiel für die Sicherung chemischer Betriebe vor explosiblen Gemischen sei der Wärmetönungsapparat[10]) erwähnt, der inzwischen sehr weite Verbreitung gefunden hat und auch als automatischer Analysenschreiber Dienste tut.

Auf einigen anderen Gebieten der Meßtechnik war es auch notwendig, käufliche Instrumente für betriebssichere Dauerbenützung zu verbessern oder neue, empfindlichere Instrumente zu bekommen, mit deren Serienherstellung wir uns nicht befassen konnten. Hierher gehören vor allem elektrische Registrierinstrumente. Derartige Anregungen wurden bei den einschläglichen Firmen in vielen Fällen gerne aufgegriffen und bis zur marktfähigen Serienausführung entwickelt.

In dem Bestreben, chemische Analysen nach Möglichkeit durch physikalisch arbeitende Registriermethoden zu ersetzen, wurden beispielsweise noch folgende physikalische Methoden ausgebildet: Der Oxydationsgrad von Reinigungslaugen, z. B. Kupferoxydul, wurde mittels Strahlungsabsorption beim Durchfließen einer Küvette mit Differential-Thermosäule registriert.[11]) Die Azidität von Lösungen wurde sowohl durch einen mechanisch angetriebenen, automatisch titrierenden Apparat[11]) als auch durch Registrierung der

[2]) Z. B. J. Wohlfarth, Diese Zeitschr. **5** (1924), 360 und **6** (1925), 78.

[3]) P. Gmelin, Diese Zeitschr. **6** (1925), 197 und D.R.P. 281157 (ein später wieder verlassenes akustisches Verfahren) und D.R.P. 281584.

[4]) D.R.P. 396739 (Verfasser).

[5]) F. Lappe, Unveröffentlichte Arbeit der B. A. S. F., Ludwigshafen.

[6]) R. Witte, Z. d. V. D. I. **72** (1928), 1493.

[7]) K. Hilburg, Nicht veröffentlichte Arbeit der Betriebskontrolle Oppau der I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft.

[8]) A. Mittasch, Z. f. angew. Chemie **41** (1928), 910, Abb. 22 und 23.

[9]) D.R.P. 1924 u. 1927 (Verf., A. Ernst, F. Ranke), beschrieben auf der Gautagung in Ludwigshafen, Okt. 1928.

[10]) D.R.P. 303986 (Verf.) und D.R.P. 335498 (H. Seiferheld) und P. Gmelin, Ann.d. Phys. [4] **76** (1925), 198.

[11]) Auf der Ortsgruppentagung Ludwigshafen Oktober 1928 vorgeführt.

elektromotorischen Kraft einer aus der Lösung und einer Normallösung und geeigneten Elektroden gebildeten Konzentrationskette verfolgt. Auf zahlreiche andere Verwendungen physikalischer Konstanten als Ersatz für chemische Analysen soll hier nicht näher eingegangen werden.

Als Beispiel für die für die chemische Industrie besonders charakteristischen Betriebsversuche sei die Untersuchung des Wirkungsgrades und die Ermittlung der günstigsten Betriebsbedingungen für Vakuumeindampfereien genannt. Derartige Versuche erfordern ein hohes Maß von Ausdauer und Anpassungsfähigkeit an die Betriebsverhältnisse in gemeinsamer Arbeit mit den betriebsführenden Chemikern. Als Gegenstück sei das Zusammenarbeiten mit dem Ingenieur bei Betriebsversuchen an Gasgeneratoren und Verbrennungsmaschinen erwähnt. Zu diesen Arbeiten gehört auch die Konstruktion eines rasche Änderungen des Heizwertes registrierenden Kalorimeters.[12] Im Zusammenhang damit stehen Versuche über Explosionsgrenzen, Verbrennungsgeschwindigkeiten u. a. bei verschiedenen Drucken und Temperaturen im Laboratorium. Als Beispiel sei die Ermittlung des Einflusses von Eisenkarbonyl auf die Verbrennungsgeschwindigkeit von Gas-Luftgemischen und Benzin-Luftgemischen in Automotoren genannt. (Vgl. die auf dem Motalinstand der Autoausstellung Berlin gezeigte Kurve.) Auch Schwingungsprobleme[13] sind im Zusammenhang mit Gebäudeerschütterungen durch laufende Maschinen schon in drei I. G.-Werken praktisch und theoretisch behandelt worden.

Unsere Mitwirkung bei Materialprüfungen möchte ich nur insoweit streifen, als wir dabei die Ingenieure, die dieses Gebiet ja schon etwa seit zwei Jahrzehnten bearbeiten, ergänzen können. Schon die Notwendigkeit, bestimmte physikalische Bedingungen (Temperaturen, Drucke) exakt einzuhalten, sei es bei der Vorbehandlung oder bei der Materialprüfung selbst, weist darauf hin, daß da die exakten Arbeitsmethoden der Physik die beste Gewähr für sichere Resultate bieten. Darüber hinaus wird der von der reinen Physik kommende technische Physiker auch manches Neue bringen können. So hat die chemische Industrie auch bereits Physiker mit allgemeiner wissenschaftlicher Ausbildung und Spezialisten, z. B. Röntgenphysiker und Magnetiker, für Materialprüfungsfragen herangezogen. Dieses technische Arbeiten hat teilweise auch wieder der Physik selbst Gewinne gebracht. Als Beispiele hierfür möchte ich die Arbeiten von O. Eisenhut und Kaupp[14]), G. Kettmann[15]), H. Widmann[16]) und E. Lehrer[17, 18]) nennen. Die erste Arbeit brachte eine einfache Anordnung zur spektralanalytischen Bestimmung leicht schmelzbarer und flüchtiger Substanzen mittels der Lenardröhre, die zweite eine wesentliche Vereinfachung der Entzifferung von Debye-Scherreraufnahmen mittels einer graphischen Methode, die dritte behandelte die Rekristallisation von Kupfer, die letzten zwei neue Apparate für magnetische Untersuchungen aller Art, insbesondere auch mit kleinen Substanzmengen.

Wir kehren damit wieder zurück zur Chemie, von der wir beim Ersetzen ihrer chemischen Analysen durch selbsttätig arbeitende physikalische Registrierapparate ausgegangen sind, und kommen zu den Arbeiten des Physikers, wo er den Chemiker nicht ersetzen, sondern ergänzen soll. Es sind dies Arbeitsmethoden, die wohl mit der Zeit in die Rüstkammer der physikalischen Chemie übergehen werden, jedoch vorerst sicherer der Hand des reinen, in diesem Falle des technischen Physikers anvertraut bleiben. Zu diesen Arbeitsgebieten gehören chemische Reaktionen, die durch Strahlungs- oder elektrische Energie hervorgerufen werden, die Reinheitsuntersuchungen von Chemikalien mittels Spektralanalyse aller Wellenlängen, insbesondere Röntgenstrahlen, und mit magnetischen Methoden, ferner reaktionskinetische Untersuchungen, insbesondere auch das Studium der Katalyse mittels der genannten Methoden, Es ist begreiflicherweise nicht möglich, auf diese Arbeiten näher einzugehen, doch kann hier auf die bekannten Hochspannungslichtbogenreaktionen und auf die oben genannten magnetischen und röntgenographischen Arbeiten verwiesen werden, mit deren Hilfe es u. a. gelungen ist, endgültige Entscheidungen darüber herbeizuführen, in welcher Bindung Eisen in Ammoniak-Katalysatoren vor, während und nach der Reduktion in Wasserstoffgemischen vorhanden ist. Die beiden magnetischen Apparate, das astasierte erschütterungsunempfindliche Registriermagnetometer und die registrierende magnetische Wage, werden sowohl in der Industrie in mechanisch und magnetisch stark gestörten Laboratorien als in physikalischen Instituten zu weiteren magnetischen Untersuchungen anregen.

Für die Anwendung der quantitativen Spektralanalyse im ultravioletten Gebiet gibt die demnächst erscheinende Arbeit: „Ein Beitrag zur quantitativen Spektralanalyse von Lösungen"[19]) ein Beispiel.

[12]) P. Gmelin, Ann. d. Phys. **76** (1925), 201; D.R.P. 387728 (Verf. H. Seiferheld).

[13]) S. auch H. Sauer, Messung und Rechnung der Fundamentschwingungen von einfachwirkenden Viertaktmaschinen. Dissert. Darmstadt 1916.

[14]) O. Eisenhut und E. Kaupp, Z. f. Phys. **54** (1929), 427.

[15]) G. Kettmann, Z. f. Phys. **53** (1929), 98.

[16]) H. Widmann, Erscheint in der Zeitschrift für Metallkunde.

[17]) E. Lehrer, Diese Zeitschr. **9** (1928), 136.

[18]) E. Lehrer, Diese Zeitschr. **10** (1929), 177. — Die Fußnoten 14—18 bereits auszugsweise vorgetragen auf der Ortsgruppentagung in Ludwigshafen im Oktober 1928.

[19]) F. Gromann, Z. anorg. u. allg. Chemie **180** (1929), 257.

Parallel mit der vorliegend gezeichneten Entwicklung der technischen Physik im Oppauer Stickstoffwerk ging von 1917 an die unseres Ammoniakwerkes Merseburg auf derselben Organisationsbasis. Wir stehen mit dem Leiter des dortigen Institutes, Herrn H. Seiferheld, in stetem Erfahrungsaustausch. Unsere gesamten Erfahrungen konnten bei der Projektierung der großen Versuchsanlage für synthetisches Benzin im Jahre 1927 verwertet werden. In den anderen I. G.-Firmen sind den jeweiligen Bedürfnissen angepaßte physikalisch-technische Institute von kleinerem Ausmaß teils eingerichtet, teils im Werden.

Zusammenfassend läßt sich über die technische Physik in der chemischen Industrie nach unseren Erfahrungen vielleicht folgendes sagen: Die physikalische Tätigkeit in der chemischen Industrie ist außerordentlich vielseitig und verlangt daher im allgemeinen weniger Spezialistentum, als vielmehr gründliche Beherrschung der Grundlagen möglichst vieler Gebiete der wissenschaftlichen Physik, insbesondere der Thermodynamik, und Vertrautheit mit den Elementen der Elektrotechnik und des Maschinenzeichnens, wie sie die Ausbildung des technischen Physikers vermittelt, dazu ein gutes Anpassungsvermögen an die Denkweisen der Nachbargebiete der Chemie und Ingenieurwissenschaften und an die Bedürfnisse der Praxis. Allerdings wird auch oft schmerzlicher Verzicht auf eingehendere Verfolgung wissenschaftlich interessanter Fragen, die jeweils technisch nicht interessieren oder sogar auf Abwege führen können, und nicht zuletzt ein gutes Maß Nervenkraft gefordert, denn es kommt bei der technischen Arbeit im Unterschied zu mancher Doktorarbeit darauf an, daß eine gestellte Aufgabe in einer bestimmten, meist recht kurzen Zeit, oft in engster Fühlung mit dem unerbittlich weiterlaufenden Betrieb erledigt und dabei ein ganz bestimmtes Ziel erreicht wird. Ein solches, stets neu zu erkämpfendes Ziel ist z. B. höchste Betriebssicherheit der automatisch arbeitenden Apparate.

Andererseits bietet das Arbeiten in der chemischen Industrie jedem Physiker, der nicht besonderen Wert auf strenge Absonderung legt, eine Fülle von Anregungen auf dem eigenen Gebiet, insbesondere durch das engere Zusammenarbeiten mit den Nachbarfakultäten, den Chemikern und Ingenieuren aller Richtungen. Es drängt mich, dies bei dieser, mir erstmals gebotenen Gelegenheit dankend auszusprechen.

(Mitteilungen aus dem Physikalisch-Technischen Laboratorium der Betriebskontrolle Oppau der I. G. Farbenindustrie A.-G.)

(Eingegangen am 17. April 1929)

Werkstoffkunde und technische Physik

Von G. Masing, Berlin-Siemensstadt

Die Grenzen des Begriffes Werkstoff sind ebensowenig scharf umrissen, wie das bei den meisten Begriffsbildungen unseres täglichen Sprachgebrauches ist. Im folgenden werden wir unter Werkstoffen Stoffe verstehen, die zu Konstruktionen verwendet werden. Diese Stoffe müssen für ihren Gebrauch in eine bestimmte Form gebracht werden und müssen gewisse Kohäsionseigenschaften aufweisen. Daß die mechanische Festigkeit einer Konstruktion nur durch Kohäsion gewährleistet ist, ist selbstverständlich. Aber auch für andere Zwecke muß diese Bedingung so oder anders erfüllt sein. Das Glas ist nur dann durchsichtig, wenn es aus einem zusammenhängenden Stück besteht, ein Metall kann die Stromleitung in einer Konstruktion nur dann in der verlangten Weise übernehmen, wenn zwischen seinen Teilen ein molekularer Kontakt besteht, ähnliches gilt etwa für die isolierenden Eigenschaften von Isolierstoffen, usw.

Aus dieser Begriffsbestimmung geht hervor, daß die betrachteten Werkstoffe alle fest sind. Flüssigkeiten können zwar auch wichtige Bestandteile von Konstruktionen sein, wie etwa in elektrischen Schaltapparaten, jedoch sind das Ausnahmen, und wir wollen sie aus dem Kreise unserer Betrachtungen ausschließen. Dahingegen werden wir die sogenannten Hilfsstoffe von Konstruktionen, wie etwa Anstriche, Leim usw. mit in den Kreis unserer Betrachtungen ziehen.

Der Werkstoff bildet eine kleinere Untergruppe des allgemeinen Begriffs des durch seine physikalischen und chemischen Eigenschaften definierten Stoffes. Wie bei den meisten wichtigsten Begriffsbildungen der Technik hat der Begriff des Werkstoffes einen teleologischen Charakter, er ist durch den technischen Zweck bestimmt, und die Heraushebung der Untergruppe der Werkstoffe erfolgt ohne jede Rücksicht auf systematische, rein wissenschaftliche Gesichtspunkte. Damit hängt es auch zusammen, daß, physikalisch und chemisch betrachtet, zu den Werkstoffen die verschiedenartigsten Stoffgruppen, Elemente und Verbindungen, organische und anorganische Stoffe gehören. Diese Herrschaft des Zweckhaften in der Technik, diese Unterordnung unter Gesichtspunkte, die der rein wissenschaftlichen Behandlung der Fragen ganz fremd sind, ist für die technischen Problemstellungen durchaus charakteristisch und erklärt zum Teil ihre Eigentümlichkeiten.

Die Werkstoff- oder Materialkunde ist eine systematische Disziplin, die die Werkstoffe, ihre Herstellung, Behandlung und ihre Eigenschaften behandelt. Daß die Werkstoffkunde, entsprechend den Eigenarten der Werkstoffe, in mehrere, von-

einander beinahe unabhängige technische Wissenschaften zerfällt, soll hier nicht weiter erörtert werden.

Im Verlaufe der Entwicklung hat man nach und nach rein empirisch gelernt, Werkstoffe für bestimmte Zwecke herzustellen. Der technische Zweck ist in den ersten Entwicklungsstadien der Technik das allein Bestimmende, der technisch-wissenschaftliche Zusammenhang der hierbei auftretenden Vorgänge bleibt zunächst außerhalb der Betrachtung. Bereits im Altertum hat man Metalle und Legierungen erschmolzen und erschmiedet, Glas und keramische Stoffe für technische Zwecke im weitesten Sinne des Wortes hergestellt, trotzdem jegliche Ansätze zu einer systematischen Erkenntnis dieser Herstellungsprozesse fehlten.

Entsprechend der Vorherrschaft der Zwecksetzung in der Technik beginnt die systematische Werkstoffkunde mit der Eignungsprüfung des Werkstoffes, mit der Materialprüfung. Es ist auch verständlich, daß, ehe man sich klar wird darüber, wie man einen technischen Prozeß auszugestalten hat, man wissen muß, und zwar möglichst genau, was man erreichen will. Auch ist die systematische Prüfung eines Werkstoffes ein viel leichteres Problem als die systematische Untersuchung seines Herstellungsganges.

So sehen wir, daß auf vielen Gebieten der Werkstoffkunde die Materialprüfung bereits einen hohen Grad der Vollkommenheit und der systematischen Durchbildung erreicht hat, während die Herstellungs- und Behandlungslehre des Werkstoffes, seine Technologie, über eine Anzahl von roh empirischen Regeln in der Hauptsache nicht hinausgeschritten ist. Als Beispiel braucht nur an die Metalltechnik erinnert zu werden.

Das Ideal einer Erkenntnis eines Werkstoffes ist die Voraussage seines technischen Verhaltens auf Grund seiner physikalischen und chemischen Eigenschaften. Diesem Ideal nähert sich die Werkstoffprüfung desto mehr, je besser definierte physikalische und chemische Eigenschaften des Werkstoffes sie zu seiner Beurteilung benutzt. Von diesem Ideal ist die Werkstoffprüfung in den Anfängen ihrer Entwicklung noch weit entfernt. Der technische Zweck ist von wissenschaftlich-systematischen Gesichtspunkten ganz unabhängig, er umfaßt ein Bündel von wissenschaftlichen Problemen in einer Verknüpfung, die für eine wissenschaftliche Untersuchung oft außerordentlich unzweckmäßig ist. Häufig ist ein Zusammenhang zwischen der verlangten technischen Eigenschaft und irgendwelchen physikalischen Eigenschaften überhaupt nicht erkennbar. Ein Oberflächenkondensatorrohr aus Messing soll korrosionsbeständig sein. Es darf zwar mit dem Kühlwasser an und für sich reagieren, die Reaktionsprodukte sollen aber auf seiner Oberfläche eine Schicht bilden, die ihn vor weiterem Angriff schützt. Dazu muß diese Schicht zusammenhängend sein, sie darf unter den Betriebsbedingungen durch das vorbeifließende Wasser weder abgetragen noch so weit verändert werden, daß sie undicht wird, sie darf auch durch die Erschütterungen des Apparates während des Betriebes nicht abgesprengt werden. Die Eigenschaft der Korrosionsbeständigkeit zerfällt also in eine sehr wenig übersichtliche Gruppe von physikalischen, chemischen, elektrochemischen und kolloidchemischen Eigenschaften des Werkstoffs und seiner Reaktionsprodukte mit dem Wasser. Unter diesen Umständen ist nur zu verständlich, daß man zunächst die Frage nach diesen Eigenschaften überhaupt gar nicht stellt. Man verzichtet ganz auf präzisere Fragestellungen im Sinne der exakten Naturwissenschaft und prüft einfach die Beständigkeit des Messings unter Bedingungen, die der Praxis möglichst weitgehend angepaßt sind. Man kann die Prüfungsbedingungen weitgehend normen und systematisieren — sie verlieren trotzdem ihren grundsätzlich technologischen (im Gegensatz zum physikalischen) Charakter nicht.

Zum Schutz gegen die Korrosion wird das Metall mit einem Anstrich überzogen. Man verlangt von dem Anstrich eine gute Deckfähigkeit, Dichtigkeit, Widerstandsfähigkeit gegen chemische und mechanische Einflüsse usw. In diesem Falle ist die Frage, auf welche physikalischen und chemischen Eigenschaften des Stoffes diese verlangten technischen Eigenschaften zurückzuführen sind, überhaupt kaum zu beantworten, und die Prüfung beschränkt sich wieder ausschließlich auf das rein praktische Verhalten des Anstrichs.

Auch auf dem Gebiet der Metalltechnik im engeren Sinne des Wortes hat die Materialprüfung auch bis heute noch zu einem erheblichen Teil technologischen Charakter beibehalten.

Das ist der typische Charakter der Technologie als Disziplin, wie sie bis vor kurzem beinahe auf allen Gebieten der Werkstoffkunde bestand, die rein empirische Behandlung der technischen Herstellungs- und Behandlungsprozesse und die rein auf den technischen Zweck abgestellte technologische Prüfung.

Ein derartiger Zustand ist sehr unbefriedigend und unfruchtbar. Der Hauptzweck der Werkstoffkunde ist nicht die Entwicklung der Materialprüfung — diese hat nur eine ähnliche Dienstrolle, wie die Analyse in der Chemie —, sondern der Technologie, der Kunst, dem Werkstoff zielbewußt die gewünschten Eigenschaften zu erteilen. Die Materialprüfung, sofern sie den oben geschilderten technologischen Charakter hat, vermag in dieser Richtung, außer rein empirisch, nicht zu befruchten. Die technischen Vorgänge der Herstellung und Behandlung der Werkstoffe sind

ihrem Charakter nach von ihrer späteren Anwendung so verschieden, daß es schwer ist, von dem Verhalten bei der Anwendung auf die Technologie der Herstellung zu schließen. Es entsteht gebieterisch das Bedürfnis nach einer anderen, vertieften Behandlung des Gegenstandes, bei der eine Verbindung zwischen dem technischen Verhalten des Werkstoffes, wie es durch die Materialprüfung festgestellt wird, und seiner Behandlung hergestellt wird. Das ist nur durch eine physikalische Problemstellung möglich. Die physikalische Behandlung technischer Probleme ist aber die Aufgabe der technischen Physik. So leitet die Technologie der Werkstoffe als zu einer weiteren Entwicklungsstufe zur technischen Physik der Werkstoffe hinüber.

Unter der physikalischen Problemstellung wird hier folgendes verstanden. Im Gegensatz zu der technischen Wissenschaft gruppiert die reine Wissenschaft ihr Material ohne Rücksicht auf praktische oder andere fremde Gesichtspunkte so, wie es im Interesse der Erkenntnis und der Beherrschung des Materials liegt. So verfährt die reine Physik, so verfährt auch jede andere Wissenschaft. Diese Entwicklung der reinen Wissenschaft verleiht ihren Aussagen eine Allgemeingültigkeit und Übersichtlichkeit, die sie außerordentlich fruchtbar machen und die Rechtfertigung der reinen Wissenschaft im Dienste des Lebens bedeuten. Wenn wir zur Werkstoffkunde zurückkehren, so verlangt die physikalische Problemstellung also, daß zunächst ein Zusammenhang gefunden wird zwischen den technologischen Eigenschaften des Werkstoffes, auf die es in der Praxis ankommt, und seinen physikalischen Grundeigenschaften, die sein Verhalten überhaupt, unter allen Umständen, bestimmen. Ist dieser Zusammenhang aufgedeckt, so weiß man also, auf welche physikalischen Eigenschaften es bei der Behandlung des Stoffes ankommt, und man geht an die nächste und schwierigste Aufgabe heran, die technologische Behandlung des Werkstoffes auf der Grundlage dieser Erkenntnis zielbewußt auszugestalten.

Die Entwicklung der verschiedenen Zweige der Werkstoffkunde in der bezeichneten Richtung hat zu verschiedenen Zeiten eingesetzt, auf dem Gebiet des Glases zur Zeit Abbes und Schotts, auf dem Gebiet der Metallkunde etwa seit den neunziger Jahren des vorigen Jahrhunderts, und auf dem Gebiet der organischen Faserstoffe vollzieht sie sich heute.

Den oben mitgeteilten Überlegungen gegenüber kann man den Einwand machen, daß sie sich nicht nur auf die Fortentwicklung der Stoffkunde in der physikalischen, sondern überhaupt in der exaktnaturwissenschaftlichen Richtung beziehen. Es gibt jedoch darüber hinaus Gründe, die heute gerade die erstere besonders aussichtsreich und wichtig erscheinen lassen.

Eingangs wurde bereits erwähnt, daß die Frage der Kohäsion, des mechanischen Zusammenhangs und der damit zusammenhängenden anderen Eigenschaften für den Werkstoff besonders wichtig ist. Für die Frage der Kohäsion hatte man früher weder auf dem Boden der Chemie, noch der Physik Möglichkeiten einer Behandlung, die den Namen einer Theorie verdient hätte. Erst etwa in den letzten 15—20 Jahren, seitdem der Zusammenhang zwischen Kohäsion und Affinität, zwischen den Atom- und mechanischen Kräften erkannt und untersucht wurde, hat sich die Sachlage geändert. Diese Entwicklung hat aber einen ausgesprochen physikalischen Charakter. Während früher die Chemie das letzte Wort in der Erkenntnis des Stoffes zu sagen hatte, ist es heute die Physik, die mit ihren theoretischen und experimentellen Forschungsmethoden die Atomtheorie geschaffen hat. Diese Theorie als prinzipieller Führer und die Röntgenforschung als experimentelle Methode sind die wichtigsten Hilfsmittel, von denen heute die grundlegende Aufklärung jenes Hauptproblems des Werkstoffes, der Kohäsion, zu erwarten ist. Allerdings sind in dieser Richtung nur die ersten Schritte getan. Im Zusammenhang mit dem Kohäsionsproblem stehen so oder anders die meisten technischen Eigenschaften der Werkstoffe, und auf diesem Boden kann sich die einheitliche und rationelle Beherrschung des ganzen Gebietes entwickeln.

Ein anderer Grund von allerdings sehr viel weniger tiefgehender Bedeutung, der heute die technische Physik für die Werkstoffkunde als besonders wichtig und aktuell erscheinen läßt, ist folgender. Das Bedürfnis, die rein technologische Behandlungsweise, wie sie oben geschildert wurde, zu verlassen und in der Richtung der exakten Wissenschaft zu vertiefen, ist, wie auch oben erwähnt, recht alt und hat dort, wo dazu die erforderlichen Methoden vorhanden waren, zu einer entsprechenden Entwicklung geführt. Das betrifft z. B. das stoffliche Problem der Metallkunde mehr im chemischen Sinne. Durch die theoretische Lehre von den heterogenen Gleichgewichten und durch die experimentelle Durchforschung der Zustandsdiagramme ist dieses Problem schon vor längerer Zeit auf eine exakte wissenschaftliche Basis gestellt worden. Die Untersuchungsmethodik war hier eine physikalisch-chemische. Das physikalische Experiment mit den typischen Eigenarten seiner Methodik, für die eine hoch entwickelte apparative Durchbildung und eine exakte mathematisch-kritische Behandlung der Ergebnisse charakteristisch sind, hat sich dem Gebiet der Werkstoffkunde dagegen lange ferngehalten, weil die Arbeitsbedingungen physikalisch zu schlecht defi-

niert erschienen, und weil, im Zusammenhang mit dem oben erörterten Problem der Kohäsion, der theoretische Ansatz fehlte, um die experimentellen Ergebnisse fruchtbar zu erörtern. Es hat sich deshalb, auch rein experimentell, eine gewisse Rückständigkeit der Werkstoffkunde in der physikalischen Richtung ergeben, und heute, wo die Möglichkeiten der theoretischen Verwertung des physikalischen Experimentes sich erweitert haben, ist die Behandlung der Werkstoffprobleme mit den Hilfsmitteln des exakten physikalischen Experimentes überfällig. Dem entspricht auch das erstaunliche Schauspiel, das wir in den letzten Jahren auf vielen Gebieten der Werkstoffkunde erleben, daß große Fortschritte der Erkenntnis sofort schon bloß dadurch erreicht werden, daß man anfängt, exakt physikalisch zu experimentieren. Man braucht hier nur an zwei große Gebiete zu erinnern, an die Erforschung der plastischen Deformation von metallischen Einzelkristallen und an die Lehre von den Faserstoffen.

Wie wir sehen, vollzieht sich auf dem Gebiet der Werkstoffkunde dieselbe Entwicklung, die seinerzeit zur Schaffung und zur Pflege der freien Naturwissenschaft geführt hat. Es zeigt sich, daß die Naturwissenschaft sich nur dann fruchtbar entwickeln kann, wenn sie zunächst von allen praktischen Rücksichten auf spätere Anwendung befreit wird, und daß sie der Technik und der Anwendung im menschlichen Leben dann am besten dient, wenn sie an sie gar nicht denkt. Auch in der Werkstoffkunde — übrigens, wie in den meisten technischen Wissenschaften — vollzieht sich eine Entwicklung in Richtung der Befreiung von der unmittelbaren Rücksicht auf den technischen Anwendungszweck. Diese Befreiung kann natürlich nicht so weit gehen, wie bei der reinen Wissenschaft; die großen Problemgruppen bleiben durch den technischen Zweck bestimmt. Aber in der methodischen Behandlung des Gebietes, in der Problemstellung im einzelnen wird die Forschung frei von praktischen Rücksichten und richtet sich nur nach Anforderungen der wissenschaftlichen Behandlung des Gegenstandes. Aus der Technologie im oben gekennzeichneten Sinne wird eine technische Wissenschaft. Wir haben darüber hinaus gesehen, daß für die Werkstoffkunde in der jetzigen Zeit besonders wichtig die Entwicklung in der Richtung der technischen Physik ist und sich bereits schnell vollzieht.

(Eingegangen am 19. April 1929)

Technische Physik in der Eisenindustrie

Von F. Körber, Düsseldorf

Die technische Physik befindet sich der Eisenindustrie gegenüber in einer ganz besonderen Stellung. Die Eisenindustrie hat, auf Jahrhunderte alter, rein empirischer Erfahrung des Stahl erzeugenden oder verarbeitenden Praktikers aufbauend, eine gewaltige Entwicklung genommen. Die Fülle wertvoller Erfahrungstatsachen und empirisch gewonnener Erkenntnisse reichte bis vor gar nicht langer Zeit vollauf aus, daß die Stahlindustrie den an sie gestellten Ansprüchen hinsichtlich der Art und Güte ihrer Erzeugnisse gerecht werden konnte. Die mit der technischen Entwicklung der letzten Jahrzehnte gegebene Steigerung der Forderung nach immer höherwertigen und neuartigen Werkstoffen, die Notwendigkeit möglichster Verbesserung und erhöhter Wirtschaftlichkeit der Erzeugungsverfahren und nicht zuletzt der sich stark bemerkbar machende Wettbewerb anderer metallischer Werkstoffe hat aber in den Fachkreisen der Überzeugung Bahn gebrochen, daß eine innige Durchdringung des Hüttenwesens mit exakten wissenschaftlichen Arbeitsweisen eine unbedingte Notwendigkeit und Vorbedingung für eine weitere technische Entwicklung geworden ist. Es kann heute nicht mehr verkannt werden, daß der Weg der reinen Empirik zur neuen Erkenntnis und zum technischen Fortschritt sehr zeitraubend und kostspielig ist. Das tritt besonders in die Erscheinung, wenn es sich um Forschungen auf noch wenig erschlossenen Arbeitsgebieten handelt, in denen mangels jeglicher Erfahrung zunächst jeder leitende und regelnde Gesichtspunkt fehlt. Somit ergab sich die Forderung nach einer planmäßigen Erforschung auf streng wissenschaftlicher Grundlage, die allein in der Lage ist, den Weg zur neuen Erkenntnis mit Sicherheit abzukürzen, auch als eine wirtschaftliche Notwendigkeit.

Und doch blieben der Einführung von Arbeitsweisen der exakten Naturwissenschaften durchschlagende Erfolge anfangs versagt. Man begegnete daher nur zu häufig der Auffassung eines unüberbrückbaren Gegensatzes zwischen Theorie und Praxis, die das Bemühen nutzlos erscheinen lasse, mit der in der exakten Wissenschaft üblichen Methodik der Technik zu Hilfe zu kommen. Dieser Gegensatz erfuhr eine weitere Verstärkung dadurch, daß man in manchen Fällen die Erfahrung machte, daß der rein empirische Weg schneller zum Ziel führt als wissenschaftliche Methoden, was die vielfach ablehnende Haltung gegenüber deren Einführung in die Hüttenkunde verständlich erscheinen läßt.

Worin haben wir die Ursachen für diese Schwierigkeiten zu suchen? Die Naturwissenschaften, im besonderen Falle die Physik auf der einen

Seite und die eisenhüttenmännische Technik auf der anderen Seite, haben ihre gewaltige Entwicklung im letzten Jahrhundert völlig selbständig genommen. Daher ist es nicht verwunderlich, daß einer Bearbeitung der zum Teil höchst verwickelten technischen Probleme mit den unveränderten Methoden, wie sie die rein wissenschaftliche Forschung aufgebaut hatte, der Erfolg versagt blieb. Um die so entstandene Kluft zwischen Theorie und Praxis wieder zu überbrücken, muß die Wissenschaft lernen, sich den Bedürfnissen und besonderen Anforderungen der Praxis anzupassen, indem sie die Problemstellung der Technik kennen und beachten lernt und dann eine für die Bearbeitung dieser Probleme geeignete Methodik entwickelt.

Wie das zu geschehen hat, und welch eigenartige Wege man zum Teil dabei zu gehen gezwungen ist, welche Aussichten aber eine Überwindung der gekennzeichneten Schwierigkeiten bietet, sei an einigen Beispielen aus der Praxis des Eisenhüttenmannes in Kürze erläutert.

Die physikalische Forschung hat sich eingehend mit dem Studium des elastischen Zustandes befaßt. Durch sorgfältige Experimentaluntersuchungen nach fein durchgebildeten Meßmethoden wie durch analytischen Ausbau der auf den gewonnenen experimentellen Grunderfahrungen aufbauenden Elastizitätstheorie hat sie sich bemüht, ein klares Bild von den Gesetzmäßigkeiten des elastischen Zustandes, den Zusammenhängen zwischen den äußeren, auf den Versuchskörper einwirkenden Kräften und den durch sie hervorgerufenen Änderungen seines geometrischen und mechanischen Zustandes zu gewinnen. Diese Methodik hat in ihrer Anwendung auf technische Probleme in zahlreichen Fällen unmittelbar zur Kenntnis der in einem elastisch beanspruchten Konstruktionselement oder Maschinenteil auftretenden Beanspruchungen geführt und ist somit zum unentbehrlichen Hilfsmittel für den Konstrukteur geworden.

Damit ist aber für den Ingenieur das technische Problem nicht erschöpft. Bei der Verwendung der Stähle und sonstigen metallischen Werkstoffe im technischen Bauwerk muß ein Bruch oder auch nur eine über ein gewisses Maß hinausgehende Verformung mit Sicherheit ausgeschaltet sein. Aus allgemein wirtschaftlichen Gesichtspunkten, dann aber auch aus mechanischen Gründen, z. B. der Verminderung der durch das tote Eigengewicht bedingten Beanspruchungen, erhebt sich die Forderung nach der möglichst weitgehenden Ausnutzung der Festigkeitseigenschaften des Werkstoffes. Das Grundproblem ist hier die Bestimmung der Grenzbeanspruchung, für die ein Bruch oder eine Verformung des Werkstoffes eintritt. Aus diesem Gesichtspunkt heraus haben sich die Verfahren der technischen Werkstoffprüfung entwickelt, deren Ziel in erster Linie die Bestimmung der von einem geeignet gestalteten Probestab unter bestimmten Beanspruchungsverhältnissen (im einfachsten Falle im Zugversuch) bis zum Bruch oder bis zum Eintritt unzulässiger Verformungen zu tragenden Lasten ist. So wertvoll und zuverlässig die verschiedenartigen, empirisch entwickelten Prüfverfahren für die Gütebeurteilung der Werkstoffe und ihre Eignungsauswahl für bestimmte Verwendungszwecke geworden sind, so herrscht doch noch eine erstaunliche Unklarheit über die Größe der dabei wirksam werdenden wahren Grenzbeanspruchungen. Das liegt daran, daß das Verhalten der Werkstoffe unter bestimmten, in der praktischen Anwendung häufig gegebenen Bedingungen nicht von den physikalischen Stoffwerten allein, sondern von zahlreichen Nebenumständen, z. B. der äußeren Formgebung, beeinflußt wird. Das gilt selbst unter den weitgehend vereinfachten Beanspruchungsverhältnissen, wie sie bei den grundlegenden Werkstoffprüfverfahren angestrebt werden. Der theoretischen Behandlung des Problems stellen sich sehr große Schwierigkeiten entgegen. Diese werden noch wesentlich dadurch erhöht, daß die für die Elastizitätstheorie grundlegende Annahme eines isotropen Kontinuums für die metallischen Werkstoffe nicht erfüllt ist, so daß für den Eintritt des Bruches bzw. der Verformung eine natürliche Schwächestelle im Werkstoff oder eine Stelle örtlich gesteigerter Beanspruchung maßgebend ist. Nur so erklärt sich die Tatsache, daß die aus der Atomtheorie berechnete Kohäsion 100- bis 1000 mal größer ist als die technische Bruchfestigkeit, eine Feststellung, die zu einer ganzen Reihe von Versuchen Anlaß gegeben hat, deren Ergebnisse wichtige Einblicke in den Zustand der festen Körper gebracht haben. Die im technischen Werkstoffprüfverfahren bestimmten Größen stellen somit nur Mittelwerte der Spannung über den beanspruchten Querschnitt, nicht aber exakt definierte, physikalische Stoffkonstanten dar. Bei diesem Mangel an geeigneten, physikalisch begründeten Werkstoffeigenschaften muß die Praxis an den willkürlich festgelegten Kennziffern, wie Zugfestigkeit und Streckgrenze, festhalten, die von den Bedingungen der Versuchsführung und auch von der mechanischen Vorgeschichte des Werkstoffes abhängig sind. Diese Eigenschaften gestatten aber wertvolle Rückschlüsse auf die praktische Bewährung des Werkstoffes, besonders im Verein mit den gleichzeitig im Zugversuch festgestellten Dehnungswerten, die als Maß der Zähigkeit oder Formänderungsfähigkeit des Werkstoffes angesprochen werden, ohne daß auch hier im entferntesten von einer Stoffkonstante die Rede sein kann. Aus diesem Grunde ist ihre Bestimmung für den Praktiker von nicht minder hohem Werte, wie die Ermittlung exakt definierter Werkstoff-

eigenschaften für die Vertiefung unserer Erkenntnisse vom Wesen der Stoffe.

Als Aufgabe der wissenschaftlichen Forschung ergibt sich bei dieser Sachlage eine Analyse der bei den üblichen Prüfverfahren eintretenden Vorgänge, die Aufdeckung der Gesetze, die den Beginn und die Ausbreitung von Verformung und Brüchen regeln. Ob dabei eine Zurückführung auf elementare Werkstoffeigenschaften gelingen wird, ist eine noch gänzlich offene Frage. Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß sich die Beanspruchungsverhältnisse beim Vorliegen von Kerbstellen und bei Schwingungsbeanspruchungen, Fällen, denen die Technik in den letzten Jahren ganz besondere Aufmerksamkeit hat zuwenden müssen, besonders verwickelt und unübersichtlich gestalten.

Auf dem Gebiete des Ferromagnetismus machen sich für den technischen Physiker ebenfalls ganz anders geartete Gesichtspunkte für die Behandlung der Probleme geltend, als sie für den theoretischen Physiker leitend sind. Dessen Ziel ist die Aufklärung des Wesens des magnetischen Zustandes und die Bestimmung der spezifischen magnetischen Stoffkonstanten. Zu deren exakter Messung sind sehr genaue Verfahren entwickelt worden, bei denen durch geeignete Wahl der Probekörper, Ellipsoide oder zylindrische lange Stäbe, eine homogene Ausbildung des magnetischen Feldes durch die ganze Probe hindurch weitgehend sichergestellt ist. Die so erhaltenen Stoffkonstanten sind aber für die Praxis von geringer Bedeutung. Bei Magneten, wie sie in der Technik Verwendung finden, ist die ideale Bedingung eines homogenen inneren Magnetfeldes durchaus nicht erreicht, vielmehr wird es durch die mit Gestalt und Abmessungen des Magneten stark wechselnde Entmagnetisierung beeinflußt; ferner sind die Abmessungen der genannten Probekörper für die absoluten Messungen derart, daß ihre Härtung unter Bedingungen erfolgt, die denen der Praxis bei meist größeren und unregelmäßig geformten Querschnitten nicht entsprechen. Die Technik benötigt daher Meßverfahren, bei denen die magnetischen Eigenschaften der Magnetstähle an den jeweiligen Profilen bestimmt werden können, aus denen unmittelbar die in der Technik gebrauchten Magnete hergestellt werden, da alsdann die Härtung unter den technischen Verhältnissen entsprechenden Bedingungen durchführbar ist. Aber auch die an solchen Profilabschnitten ermittelten magnetischen Eigenschaftswerte sind vom technischen Gesichtspunkt aus nur bedingt brauchbar, weil die besondere Gestalt des fertigen Magneten auf sein magnetisches Verhalten von Einfluß ist. Solange für die verschiedenen als Werkstoffe für Magnete in Frage kommenden Stahlsorten die Zusammenhänge zwischen Gestalt und Behandlung des Magneten und den für seine magnetische Leistung kennzeichnenden Größen, Remanenz und Koerzitivkraft, noch nicht geklärt sind, ist es für den Techniker schwierig abzuschätzen, welche Gestaltung dem Magneten bei einem vorgegebenen Werkstoff zweckmäßig zu geben ist, bzw. welcher Werkstoff bei einmal festgelegter Gestalt des Magneten am günstigsten und wirtschaftlichsten ausgenutzt wird. Bis zur befriedigenden Lösung des höchst verwickelten technischen Problems bedarf es noch einer nachdrücklichen und eingehenden Mitarbeit des technischen Physikers.

Bezogen sich die angeführten Beispiele auf das Studium der Eigenschaften des Stahles selbst als Bau- und Werkstoff, so birgt die Eisenhüttentechnik noch gänzlich anders geartete Probleme für den Physiker, bei denen sich ähnlich wie bei jenen eine Abwandlung der an sich durchgebildeten Methodik der rein wissenschaftlichen Forschung für die besonderen Zwecke der Praxis notwendig erweist. Als Beispiel sei die Messung hoher Temperaturen angeführt. Wo aus technischen oder wirtschaftlichen Gründen eine thermometrische Bestimmung der Temperatur mit Hilfe des Thermoelementes ausschalten muß, benutzt der Hüttenmann die Strahlungspyrometer. In der Physik sind in sehr sorgfältigen experimentellen Untersuchungen und theoretischen Entwicklungen die Gesetze der Temperaturstrahlung gewonnen worden. Die auf dieser Grundlage entwickelten Meßmethoden stellen die optisch pyrometrische Temperaturmessung am schwarzen Körper einwandfrei sicher. Die Anwendbarkeit dieser Meßverfahren erleidet für die Praxis eine Einschränkung, indem für die technischen Strahler fast ausnahmslos die Bedingungen des schwarzen Körpers nicht erfüllt sind. Es ergab sich damit die Aufgabe, unter Beibehaltung der als einwandfrei bewährten Meßmethodik durch sorgfältige Festlegung der sämtlichen zu beobachtenden Korrekturgrößen eine Temperaturbestimmung mit ausreichender Genauigkeit sicherzustellen, oder sonstige Meßverfahren zu entwickeln, die unter besonderen Bedingungen auch ohne Kenntnis der Strahlungsbeiwerte Aufschluß über die Temperatur des technischen Strahlers geben.

Die Durchdringung der eisenhüttenmännischen Technik mit wissenschaftlichen Methoden stellt noch nach einer ganz anderen Richtung hin, als sie in den angeführten Beispielen mit dem Ziel unmittelbarer technischer Nutzanwendung gekennzeichnet wurde, ein sehr reizvolles und dankenswertes Arbeitsfeld für den Physiker dar, geeignet den Einblick in das Wesen der Stoffe und ihre Wandlungen unter der Wirkung irgendwelcher Einflüsse zu erweitern und zu vertiefen.

Hier seien zunächst die Bemühungen um die Entwicklung einer Stahlhärtungstheorie zur widerspruchsfreien Beschreibung und Deutung der Erscheinungen der Härtbarkeit und Vergütbarkeit

der Stähle angeführt. Solange auch der Mensch schon von dieser höchst bedeutsamen Eigenschaft des Stahles Gebrauch gemacht hat — beherrschte doch nachweislich schon Jahrhunderte vor Christi Geburt der Waffenschmied die Kunst der Stahlhärtung — so kann von brauchbaren Ansätzen zur wissenschaftlichen Deutung der beobachteten Erscheinungen doch erst die Rede sein, als physikalische Überlegungsweise und Beobachtungsmethodik sich mit dem Problem zu befassen begann. Kaum ein Menschenalter ist verstrichen, seit man in der Verknüpfung der dem Techniker geläufigen Erscheinungen beim Härten und Anlassen des Stahles mit seinen polymorphen Umwandlungen den ersten entscheidenden Schritt zu einer wissenschaftlichen Erklärung tat. Viel wertvolles Tatsachenmaterial ist seitdem in planmäßigen und gründlichen Untersuchungen zu dieser Frage zusammengetragen worden, ohne daß wir jedoch heute etwa schon das Problem als einwandfrei gelöst ansehen dürfen. Noch harren viele Einzelfragen der Untersuchung und Klärung, wobei der nachdrücklichen Mitwirkung des Physikers nicht zu entraten ist.

Werfen wir zum Schluß noch einen Blick auf die große Reihe der Sonderstähle, deren sich die Technik in den letzten Jahrzehnten in immer größerer Zahl mit bestem Nutzen bedient, so müssen wir gestehen, daß das Bild heute noch wenig übersichtlich ist, indem wir bezüglich der Ursachen und Gesetzmäßigkeiten des Einflusses der Zusatzelemente auf die Eigenschaften der Legierungen des Eisens noch erstaunlich wenig klar sehen. Selbst für den einfachsten Fall der binären Eisenlegierungen fehlt noch der allgemein regelnde Gesichtspunkt. In der allerletzten Zeit sind auf Grund von Beobachtungen über die Art der Beeinflussung der polymorphen α/γ-Umwandlung des Eisens Zusammenhänge mit der Stellung der Zusatzelemente im periodischen System der Elemente erkannt worden, ein erster Schritt zur Gewinnung einer Systematik der Eisenlegierungen. Der Weg bis zur völligen Analyse der den Einfluß der Legierungszusätze regelnden Gesetzmäßigkeiten für binäre Eisenlegierungen und späterhin auch für komplexe Stähle, mit dem ferneren Ziel der Erkenntnis der Aufbaumöglichkeiten von Stählen mit bestimmten physikalischen und technologischen Eigenschaften aus den als Bauelemente verfügbaren chemischen Grundstoffen ist noch ein recht weiter. Es bedarf noch großer Anstrengungen der wissenschaftlichen Forschung unter Zuhilfenahme ihres gesamten modernen Rüstzeuges, will sie den Vorsprung, den die Technik auf dem Wege der reinen Empirie gewonnen hat, einholen.

Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung

(Eingegangen am 19. April 1929)

Technische Physik und Lichttechnik

Von M. Pirani, Berlin-Wilmersdorf

Die Gründung der Zeitschrift für technische Physik im Jahre 1919 war nicht sowohl ein Ausdruck dafür, daß eine neuentstandene Kaste von Physikern ein eigenes Veröffentlichungsorgan haben wollte, sie entsprang vielmehr der Notwendigkeit, einer Geistesrichtung in der physikalischen Wissenschaft wieder Geltung zu verschaffen, welche durch die großartige Entwicklung der theoretischen Naturwissenschaften etwas in den Hintergrund gedrängt worden war.

Während vor 10 Jahren und auch heute noch die reine Physik den Hauptwert auf die Behandlung prinzipieller theoretischer Fragen, und zwar in der Form des logisch-mathematisch orientierten Erkennens und Schauens legt, beschäftigt sich die heutige technische Physik mit den experimentellen Problemen, die ursprünglich den wesentlichen Inhalt der Physik ausgemacht haben, und deren Endziel der Gegenpol und die Ergänzung zum reinen „Wissen und Schauen", nämlich das „Können und Bauen", ist. Dabei ist durchaus nicht gesagt, daß die behandelten Fragen einen unmittelbaren Anschluß an den Produktionsprozeß haben müssen, oft genug werden sie auch der Theorie neues, willkommenes Anschauungsmaterial liefern.

Der Lichttechnik, deren Zusammenhang mit der technischen Physik wir im folgenden kurz betrachten wollen, ist der Wettstreit zwischen den beiden Richtungen der Wissenschaft sehr zustatten gekommen. Ja, man geht vielleicht nicht zu weit, wenn man sagt, daß die heutige Lichttechnik an dem Tage das Licht der Welt erblickt hat, an welchem das zielbewußte Zusammenarbeiten zwischen Wissenschaft und Technik unter Vermittlung der technischen Physik eingesetzt hat. Es ist dies der 19. März 1902, der Tag, an dem Otto Lummer (damals Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt) seinen weltbekannten Vortrag „Über die Ziele der Leuchttechnik" auf dem Gesellschaftsabend des Elektrotechnischen Vereins in Berlin gehalten hat.

Der Eindruck, den Lummer selbst damals noch von dem Verhältnis der Wissenschaft zur Praxis hatte, wird am besten durch einige Sätze aus dem Vorwort der ersten Auflage dieses 1903 als Buch erschienenen Vortrages wiedergegeben: „Möchte das Büchelchen mit dazu beitragen, das im Schwinden begriffene Interesse an den Arbeiten der idealen und uneigennützigen Forschung zu erhöhen, zumal in jenen Kreisen der Technik, welche die Beantwortung rein akademischer Fragen fast als Sport veralteter Idealisten betrachten und nur die technischen Künste als Förderer der menschlichen Kultur anerkennen wollen.

Daß die in der vorliegenden Broschüre niedergelegten Untersuchungen und Resultate eine gewisse Bedeutung für die Bestrebungen auf dem Gebiete der Beleuchtungstechnik, für die gesamte pyrometrische Technik und wichtige Fragen der Heiztechnik besitzen, dieser anerkannten Tatsache allein verdankt das Büchlein seine Drucklegung."

Mehr als 10 Jahre hat die Technik gebraucht, um die von Lummer vermittelten Erkenntnisse zu verarbeiten, und noch in dem 1914 geschriebenen Vorwort zur Neuauflage der „Ziele der Leuchttechnik" schrieb Lummer:

„Trotz verschiedener wertvoller Arbeiten auf dem beleuchtungstechnischen und strahlungstheoretischen Gebiet, welche inzwischen geleistet worden sind, blieben alle in der ersten Auflage niedergelegten Theorien und Schlußfolgerungen unberührt."

Die Anregung Lummers zur Zusammenarbeit zwischen Wissenschaft und Lichttechnik fiel auf äußerst fruchtbaren Boden; davon zeugen die Arbeiten der staatlichen und privaten Laboratorien Deutschlands und des Auslandes auf lichttechnischem Gebiet.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt (es seien nur die Namen der Mitarbeiter Lummers: Brodhun, Holborn, Kurlbaum genannt) arbeitete in der von Lummer angegebenen Richtung weiter. Die wissenschaftlichen Laboratorien der großen Firmen der deutschen elektrischen Beleuchtungsindustrie, die seit 10 Jahren im Osramkonzern vereinigt sind, und die entsprechenden Laboratorien der ausländischen Gesellschaften bauten die Arbeiten nach der technischen Seite hin aus. Unter der fördernden Mitarbeit der großen Industrieführer Wilhelm von Siemens und Emil Rathenau, die der Lichttechnik ganz besonderes Interesse entgegenbrachten, und unter dem wissenschaftlichen Einfluß von Gelehrten wie Auer von Welsbach, W. Nernst und seinem genialen amerikanischen Schülers I. Langmuir bestand zwischen den wissenschaftlichen Laboratorien der großen Konzerne und der physikalischen Wissenschaft eine enge Fühlungnahme und eine intensive Zusammenarbeit.

Die beispiellos schnelle Entwicklung der elektrischen Glühlampen- und Bogenlampentechnik ist unzweifelhaft auf diese Zusammenarbeit zurückzuführen. Ein wie großes Arbeitsgebiet dabei dem technischen Physiker zusammen mit seinem Kollegen, dem technischen Chemiker (die Arbeitsgebiete können und dürfen nicht gegeneinander abgegrenzt werden), zufiel, mag eine kleine Auswahl aus den Fragestellungen geben, welche in den letzten 10 Jahren in der Literatur im Zusammenhang mit lichttechnischen Problemen behandelt wurden.

Es kann hier natürlich nicht der Ort sein, die betreffenden Literaturstellen aufzuführen; wer sie kennen lernen will, kann sich z. B. in Geiger und Scheels Handbuch der Physik, Band XIX, orientieren; jedoch gibt schon die Aufzählung der Interessengebiete einen ganz anschaulichen Begriff von der Vielfältigkeit der Probleme und dem Reiz, welchen die Lichttechnik auf den Physiker auszuüben imstande ist.

Die Ausbildung der Lichtquellen (welche zugleich den ersten Abschnitt der lichttechnischen Entwicklung überhaupt gebildet hat) hat dem technischen Physiker u. a. folgende Aufgaben gestellt:

Studium der Strahlungsvorgänge, vor allem der festen Körper; Untersuchung der physikalischen und technischen Eigenschaften der als Leuchtkörper verwandten Materialien, vor allem der Verformungs- und Kristallisationseigenschaften hocherhitzter Metalle; Herstellung reiner Schutzgase (zur Behinderung der Verdampfung); Herstellung und Erhaltung hoher Vakua und im Zusammenhang damit Studium der Adsorptionseigenschaften verschiedener in Glühlampen verwandter Materialien für Gase und Dämpfe; Studium der physikalischen Eigenschaften verschieden zusammengesetzter Gläser.

Hand in Hand mit dieser Entwicklung mußte die Ausarbeitung von Meßmethoden gehen, deren Vorhandensein immer erst die Möglichkeit gewährleistet, die Ergebnisse technischer Arbeit festzuhalten und zu umschreiben.

Die Literatur der letzten 10 Jahre weist denn auch eine Unzahl von Arbeiten auf dem Gebiete der Lichtmessung (vor allem sind die Versuche bemerkenswert, die Lichtmessung vom Auge unabhängig zu machen), der Messung der physikalischen Eigenschaften der Körper bei hohen Temperaturen, insbesondere des als Leuchtkörper so wichtigen Wolframs, der Charakterisierung und Bestimmung der Farben, der Anregungsbedingungen leuchtender Gase und Dämpfe usf. auf, die alle auch der rein wissenschaftlichen Forschung von großem Nutzen geworden sind. Es sei in diesem Zusammenhang auch des regen Gedankenaustausches der an der Lichttechnik interessierten deutschen technischen Physiker mit dem Ausland gedacht, welche auf der Tagung der Internationalen Beleuchtungskommission im Herbst 1928 in Amerika ihren Ausdruck fand.

In den letzten Jahren ist die Lichttechnik in ein neues Stadium getreten. Von dem Studium der Lichtquellen hat sie sich im wesentlichen dem Studium der Verwendung des Lichtes zugewandt. Sie ist von einer Technik der Leuchtkörper zur Lichttechnik im allgemeinsten Sinne geworden. So galten auch die Arbeiten der technischen Physik auf diesem Gebiet in den letzten Jahren

mehr und mehr dem Problem der Lichtverwendung. Besonders in dem neuzeitlich eingerichteten Lichttechnischen Institut Teichmüllers in Karlsruhe herrscht der Geist der technischen Physik.

Unter den Problemen, welche die Lichtverwendung bietet, seien einige herausgegriffen, um die Bedeutung dieser technischen Disziplin zu kennzeichnen: Zusammenhang zwischen Arbeitsleistung und Beleuchtung, Vorausberechnung von Beleuchtungen und die dazugehörigen Meßmethoden, Verwendung des Lichtes verschiedener Wellenbereiche in der Therapie, Licht und Photographie, Licht und Pflanzenwachstum, das Licht in der Kinotechnik, Lichtquellen für das Fernsehen, Lichtsignale, Straßen-, Haus-, Theater-, Schaufenster-, Schulbeleuchtung.

Die Fortschritte, die auf allen diesen Gebieten in den letzten 10 Jahren erzielt wurden, sind jedem gegenwärtig, und man könnte leicht auf den Gedanken kommen, daß wir uns schon einer gewissen Vollkommenheit genähert haben, jedenfalls was die Lichtquellen betrifft. Das wäre aber weit gefehlt. Noch heute gilt, was G. Gehlhoff, der Gründer der Gesellschaft für technische Physik, im Jahre 1910 im Schlußaufsatz in der Zeitschrift „Helios" Nr. 36 über die Strahlungsgesetze und ihre Anwendung in der Beleuchtungstechnik geschrieben hat:

„So sehen wir, wie ökonomisch die Natur[1]), wie unökonomisch unsere Lampen arbeiten, wieviel wir noch von der Natur lernen, und wieviel tiefer wir in ihre Geheimnisse eindringen müssen, ehe es uns gelingen wird, auch nur annähernd so ökonomisches Licht zu erzeugen wie sie."

An der Verbesserung des Wirkungsgrades der Lichtquellen unter zielbewußter Ausnutzung der neuerdings wieder intensiver studierten selektiven Strahlungseigenschaften der Materialien, insbesondere der Gase, sind die technischen Physiker der lichttechnischen Forschungslaboratorien unermüdlich tätig.

Die Fortschritte, die zu erzielen sind, können nicht alle auf dem lichttechnischen Gebiet allein gemacht werden; die Entwicklung der Lichttechnik ist z. B. abhängig von der Entwicklung der Energiequellen — es sei nur an die Hochfrequenztechnik erinnert, die schon seit Teslas Zeit (1890) bekannt ist und erst jetzt beginnt, eine ernsthafte Rolle zu spielen —, aber auch von der Entwicklung der augenblicklich wieder in Fluß befindlichen Lehre von den Sehvorgängen auf physiologischem und psychologischem Gebiet.

Es steht zu hoffen, daß dank der vereinten Bemühungen der reinen und technischen Physiker und der Wissenschaftler und Techniker der anderen an der Lichttechnik interessierten Gebiete die Zeit bis zum 25jährigen Jubiläum der Zeitschrift für technische Physik uns eine Menge interessanter Neuerungen bringen wird.

(Eingegangen am 16. April 1929)

Die Bedeutung der technischen Physik für die Glasindustrie

Von Eberhard Zschimmer, Karlsruhe

Man kann das Problem Glas unter sehr verschiedenen Gesichtspunkten betrachten. Im Sinne der Technik verstehen wir heute unter „Glas": Das unterkühlte Erstarrungsprodukt der geschmolzenen Kieselsäure, geschmolzener Silikate oder feurig-flüssiger Lösungen dieser Stoffe und anderer feuerbeständiger Verbindungen — mit Ausschluß der unhaltbaren Gemische. Werden die Grenzwerte der Haltbarkeit zweckmäßig normiert, so ist der allgemeine Begriff des technischen Glases hiermit eindeutig bestimmt.

Für den Techniker ist Glas jedoch ein Inbegriff, ein Problem. Er begreift in diesem Kunststoff technische Möglichkeiten — sowohl in der Leistung von Glaskörpern als auch in der Erzeugung und Verarbeitung der Glassubstanz. Für den reinen Naturforscher ist Glas kein Problem; denn die unendliche Mannigfaltigkeit der Glasbildner und ihre technischen Kompositionen können die Erkenntnis der Naturgesetze nicht bereichern. Glas ist für den „reinen" Physiker lediglich ein bequemes Medium zur exakten Beobachtung optischer Erscheinungen und einiger anderer physikalischer Vorgänge. Den reinen Chemiker oder Physikochemiker interessiert das technische Glas überhaupt nicht; ist es doch nur eines unter zahllosen Beispielen von Flüssigkeiten mit hoher Zähigkeit, die sich bequem unterkühlen lassen, deren chemische Eigenschaften festzustellen aber höchst unbequem und ohne Nutzen ist für die reine Chemie oder physikalische Chemie. Dasselbe gilt auch von dem außerordentlich verwickelten und verhältnismäßig wenig erforschten Prozeß der Glaserzeugung und Glasverarbeitung im Hüttenbetriebe. Die Entwirrung der verschlungenen Fäden des Kausalzusammenhanges liefert keinen neuen Beitrag zur physikalischen oder chemischen Erkenntnis der Dinge. Um sich wissenschaftlich mit dem Glase zu beschäftigen, dazu muß man eben Techniker sein; nur aus der Idee des technischen Schaffens können experimentelle Studien über Glas ihren eigenen Sinn empfangen.

Wie kommt es aber, daß im Laufe des 19. Jahrhunderts und in auffälligem Maße während

---

[1]) Es handelt sich um einen Vergleich der Glühlampe, die einen Wirkungsgrad von etwa 1,5 % hat, mit dem Leuchtprozeß der amerikanischen Feuerfliege, deren Energie zu über 95 % in Licht umgewandelt wird.

des Krieges bis in die jüngste Gegenwart eine große Zahl von Chemikern und Physikern über Glas und Glastechnik gearbeitet haben? — Die Frage läßt sich sehr einfach beantworten: Die meisten dieser Forscher waren nicht nur „reine Naturforscher", für welche die Chemie und Physik Selbstzwecke menschlicher Erkenntnis sind, sondern sie standen gleichzeitig im Dienste einer technischen Idee — andernfalls wären ihre Untersuchungen sinnlos gewesen. Man hatte längst erkannt, daß die technische Chemie oder besser gesagt die experimentelle chemische Technologie ihrem letzten Wesen nach eine technische Wissenschaft ist. Ich stimme vollkommen zu, wenn man sagt: Es gibt nur eine Chemie.

Aber das Entscheidende ist, daß es zwei grundverschiedene Arten der Einstellung zweier Chemiker gibt, die beide in vollkommen gleich eingerichteten Laboratorien, mit gleicher Exaktheit, mit dem gleichen Reichtum an Kenntnissen, ja sogar mit denselben Substanzen und chemischen Prozessen experimentieren. Der grundlegende Unterschied besteht — ich finde im Augenblick keinen anderen Ausdruck — in ihrer wissenschaftlichen Gesinnung: Der eine forscht, um die Natur zu erkennen, der andere um sie zu beherrschen.

Viel weniger klar lagen die Verhältnisse bis vor kurzer Zeit bei der „reinen" und „technischen" Physik. Ich wiederhole die Worte G. Gehlhoffs[1]) bald nach Gründung der Gesellschaft und der Zeitschrift für technische Physik: „Die technischen Physiker zeigten hierdurch, daß sie gewillt sind, ihre eigenen Wege zu gehen und durch eine zusammengefaßtere technische und wissenschaftliche Betätigung die physikaliche Technik zu fördern und die Grundlagen für neue hochwertige Industrieerzeugnisse zu schaffen ..." Auch G. Gehlhoff sagt zwar: „Der technische Physiker ist seiner Grundnatur nach ein Physiker, ein Forscher, ein Wissenschaftler;" nichts beweist jedoch besser, wie es bei diesen Physikern mit der „wissenschaftlichen Gesinnung" steht, als Gehlhoffs eigene, mit seinen Mitarbeitern in der Zeitschrift für technische Physik veröffentlichte Forschungsergebnisse auf einem Gebiete, von dem man wohl zu Anfang unseres Jahrhunderts geglaubt haben mochte, daß das Thema für den Physiker erschöpft sei. Es war erschöpft — für den reinen Physiker. Zudem befand sich die technische Glasphysik um diese Zeit etwa in der folgenden Lage: Die Forschung des 19. Jahrhunderts, beginnend mit den Arbeiten eines Fraunhofer und Faraday, endend in der klassischen Periode, die mit den Namen Abbe, Schott, Winkelmann und ihrer Schüler verknüpft ist, drehte sich um die zentrale Idee, durch Einführung neuer Glasbildner oder ungewöhnlicher Prozentmengen neue Eigenschaften des Glases oder außergewöhnliche Konstantenwerte hervorzubringen. Der technische Gedanke verlor seine Triebkraft, nachdem die Jenaer Qualitätsgläser, insbesondere für die optische Technik und Wärmetechnik und für die chemische Industrie geschaffen waren. Erst der Ausbruch des Weltkrieges, der das Glas mit als einen der wichtigsten Kriegsrohstoffe in den Vordergrund des wissenschaftlichen Interesses schob, belebte, man darf wohl sagen, mit einem Schlage die technische Glasphysik. Glastechnische Gesellschaften wurden gegründet, besondere Glastechnische Institute an Universitäten und Hochschulen, Forschungsinstitute, Fachprofessuren für die Technologie des Glases. Es war etwas Neues, was jetzt geschah: Man wandte sich ab von dem Problem der Erfindung neuer Qualitäten durch neue Glasbildner. Gerade die alten, z. T. seit Jahrhunderten bekannten Glasgeschlechter aus dem Stoffsystem der Kieselsäure und Borsäure mit Natron und Kalk, mit Kali und Bleioxyd, Tonerde, Magnesia, Baryt und Zinkoxyd wurden jetzt zum Gegenstand einer großen Zahl physikalisch-technischer Arbeiten, hauptsächlich in der englischen, amerikanischen und deutschen Literatur. Vorbildlich waren in dieser Beziehung die Untersuchungen aus dem Glastechnischen Institut der Universität Sheffield unter Leitung von W. E. S. Turner.

Alle diese Forscher folgen demselben Prinzip: Sie gehen mehr oder weniger bewußt systematisch vor, um eine universelle Wissenschaft des Glases aufzubauen. Denn Wissenschaft bedeutet System, gegründet auf exakte Erfahrung. Man bearbeitete also Stoff-Systeme, angefangen von den einfachsten Zwei- und Dreistoffsystemen der gewöhnlichen Glasarten, fortschreitend zu komplizierterenSystemen nach dem Prinzip der Permutation (Austausch eines Glasbildners durch wachsende Mengen eines anderen). Jedes Dreistoffsystem läßt sich aufteilen in ein System von Permutanten (Austauschreihen): Man bildet zunächst eine Reihe von zweckmäßig abgestuften Zweistoff-Grundgläsern, z. B.: $x Na_2O$, $(100-x) SiO_2$, und stellt für jedes Grundglas eine Reihe von Permutanten auf. In der Regel permutiert man die Kieselsäure durch zweckmäßig abgestuften Ersatz von SiO_2 durch ein Fremdoxyd (CaO, MgO usw.). Auf diese Weise läßt sich jedes Dreistoffsystem verhältnismäßig bequem bewältigen. Leider herrschte unter den Forschern, die am Ausbau einer solchen großzügig angelegten technischen Glasphysik gearbeitet haben, zu Anfang noch keiue Einigkeit über die Frage, ob man die chemische Zusammensetzung des Glases in den Molekularverhältnissen der Glasbilder (Mole) beziffern oder nach Gewichtsprozenten angeben sollte. Die Praxis der Forschung

[1]) Zeitschr. f. tech. Phys. **2** (1921), 121.

hat diese Frage entschieden, und es steht wohl fest, daß die in der Zeitschrift für technische Physik in den Jahren 1925 und 1926 erschienenen Arbeiten von G. Gehlhoff und M. Thomas über die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung die Entscheidung wesentlich beeinflußt haben. Die Art, wie die genannten Forscher ans Werk gingen, verdient besondere Beachtung wegen der Methode, die sie anwandten, um die physikalischen Konstanten der Gläser aus ihrer prozentischen Zusammensetzung vorauszuberechnen. Sie stellten den Verlauf eines Konstantenwertes innerhalb einer Permutante als Funktion des Fremdoxydgehaltes fest; hierauf ermittelten sie aus der „ausgeglichenen" Konstantenkurve die „spezifische Wirkungsdifferenz" des Fremdoxyds innerhalb der Prozenträume 0—5, 5—10, ...[2])

Es ist für mich keine Frage, daß sich diese Methode in der Silikathüttenkunde, jedenfalls in der Industriepraxis zur Berechnung der Hüttengläser, Emaillen und Glasuren einbürgern wird. Selbstverständlich muß die begonnene Arbeit zu diesem Zwecke noch entsprechend ausgebaut werden. Die genannten Forscher haben sich zunächst darauf beschränkt, von jedem glastechnisch wichtigen Dreistoffsystem nur eine Permutante zu studieren.

Es ist klar, daß damit die Vorausberechnung der Konstantenwerte für beliebige Glaszusammensetzungen der Dreistoffsysteme nicht ohne weiteres möglich ist. Denn aus zahlreichen bisher untersuchten Fällen geht hervor, daß mit der Änderung des Grundglases einer Permutante die Konstantenkurve verändert wird. Bei manchen Eigenschaften ist die Änderung in der Nähe einer gegebenen Permutante verhältnismäßig gering; man kann mit denselben Wirkungsdifferenzen rechnen. Andere Eigenschaften ändern sich aber sehr stark (dies gilt namentlich für Systeme mit Borsäure). Zukünftigen Arbeiten bleibt es also vorbehalten, in den für die Glasindustrie wichtigsten „technischen Feldern" der Stoffsysteme die entsprechenden Permutantenabschnitte durchzumessen, um die Unterlagen zur Vorausberechnung der unentbehrlichen Konstantenwerte zu schaffen.

Gemäß der Idee der technischen Physik, die im letzten Grunde identisch ist mit der Idee der technischen Wissenschaft überhaupt, wird es ihre Aufgabe sein, den gesamten Prozeß der Glasfabrikation vom Stapeln und Mischen der Rohstoffe bis zur fertigen Ware und deren Verhalten im Gebrauch zu durchforschen — immer in der Absicht, das zweckmäßigste Verfahren zu erkennen, wie man das Glas zusammensetzen, schmelzen und verarbeiten muß. Der Siegeszug der Maschine weist uns den Weg, den wir gehen müssen. Vollautomatische Fertigung setzt nicht allein zweckmäßig ausgebildete Maschinen und eine denkbar beste Anspannung der Eigenschaften des Glases an die Eigenart der Maschine voraus (hier findet die technische Physik bereits unerschöpfliche Probleme), sondern wir müssen uns auch darüber klar sein: Haben wir einmal angefangen automatisch zu arbeiten, so sind wir der Macht des Automaten unterworfen. Dieser verkörpert eine Kombination blinder Naturkräfte, die sich rücksichtslos auswirkt und eine Glasfabrik in kurzer Zeit zugrunde richten kann, wenn auch nur eine einzige unbeachtete Kleinigkeit in dem riesenhaften Getriebe versagt. Diese Erfahrung haben zuerst die Amerikaner durchgemacht, denn sie gingen auf der Bahn der automatischen Fertigung voran. Als die deutsche Glasindustrie begonnen hatte, Flaschen nach Owens, Lynch usw., Fensterglas nach Fourcault und Libbey-Owens, Röhren nach Danner, Glühlampenkolben mit der Westlake-Maschine zu machen, mußte sie erkennen, daß die schlimmen Erfahrungen anderer, die in Amerika verlorenen Dollarmillionen keineswegs davor schützten, daß dem Moloch „Automat" neue, fast ebenso schwere Opfer gebracht werden mußten. Hier haben wir mit Händen greifbar die augenblicklich brennendste Aufgabe für den technischen Physiker im modernen Glashüttenbetrieb. Es genügt, ein Problem zu streifen: Die Temperaturfunktion der Zähigkeit (Viskosität). Es waren amerikanische und englische Forscher, in erster Linie Washburn und Shelton und gleichzeitig S. English, die durch Ausbildung der Margules-Field-Methode des rotierenden Zylinders den Grund legten zur Messung der absoluten Zähigkeit η in Poisen (Maxwellsche Definition). Die Werte sind wahrscheinlich nicht absolut; aber das ist nebensächlich. Mit der Methode ist eine exakte Kontrolle der Arbeitszähigkeit der Sehmelze, vor allem eine Kontrolle ihrer Veränderung an verschiedenen Punkten des Sammelbeckens für das von der Maschine aufzunehmende Glas möglich. Auch auf diesem Gebiete verdienen die Arbeiten von G. Gehlhoff und M. Thomas in der Zeitschrift für technische Physik besondere Erwähnung: Sie führten zur Ausbildung des handlichen, in wissenschaftlichen Instituten ebenso wie in Betriebslaboratorien einer Glashütte brauchbaren Osram-Viskosimeters.

Überblicken wir den gesamten Erzeugungsprozeß der Glaswaren, der zur Fließarbeit drängt, in dem Maße, als sich das Kapital zusammenballt, um die Millionenbeträge stellen zu können, die zur Deckung von Riesenabsätzen aus einer Hand notwendig sind, so haben wir vor uns ein bis in die feinsten Einzelheiten hinein kompliziertes Ge-

[2]) Vgl. hierzu des Verfassers „Beiträge zur Theorie der Konstantenberechnung des Glases nach der Methode von G. Gehlhoff". Sprechsaal-Verl., Coburg 1927.

webe chemischer, physikochemischer und physikalischer Prozesse. Was die physikalischen Prozesse angeht, so wird heute jeder kundige Hütteningenieur erklären müssen: Ihre letzte Rationalisierung ist technische Physik. Es würde meine Ausführungen abschwächen, wenn ich dem eigenen Nachdenken des Lesers vorgreifen wollte, um die Bedeutung der technischen Physik für die Glasindustrie in ihrem vollen Umfange zu erfassen. Wir Hüttenleute begrüßen den Beginn eines neuen Dezenniums der Zeitschrift für technische Physik in der Hoffnung, daß auch in Zukunft die Glashüttenkunde durch neue und ebenso wertvolle Forschungsergebnisse bereichert werden möge, wie es in den verflossenen Jahrgängen der Fall war.

(Eingegangen am 16. April 1929)

Fortschritte in der Reglung der physikalischen und technischen Einheiten und Formelzeichen

Von K. Strecker, Heidelberg

Inhalt: Geschichtliche Entwicklung der einheitlichen Formelsprache. Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen, die Art und die Ergebnisse seiner Arbeit.

Ein wesentliches Ausdrucksmittel der messenden Naturwissenschaft ist die Formelsprache. Mit ihrer Hilfe bringt man Überlegung, Beweisführung, Beschreibung auf den knappsten und schärfsten Ausdruck, in der Regel in eine Form, die der Anwendung mathematischer Hilfsmittel zugänglich ist; sie bedarf daher der sorgfältigsten Pflege und Ausbildung.

Man hat sie aber lange Zeit vernachlässigt. Erst als man die allmählich immer stärker hervortretenden Mängel erkannte, begann man — allzu langsam — an deren Beseitigung zu gehen.

Die Formelsprache hat drei Elemente: Zeichen, welche die Maßeinheiten darstellen, Einheitszeichen, die z. T. allgemein, auch im bürgerlichen Leben benutzt werden, Zeichen, welche natürliche Größen bedeuten, und deren Hauptzweck ist, diese Größen in Formeln einzuführen: Formelzeichen, und Zeichen, welche die beiden erstgenannten Arten Zeichen zu Formeln verbinden, mathematische Zeichen. Das erstrebenswerte Ziel ist, eine Formelsprache zu schaffen, welche international verständlich ist.

Leider hat die Formelsprache bis vor wenigen Jahrzehnten nicht einmal die Bedingung erfüllt, der Verständigung innerhalb eines Sprachgebietes zu genügen; vielmehr hat jeder Schriftsteller für die Größen, mit denen er sich beschäftigte, die Zeichen nach Zufall gewählt. Die für Messungen noch wichtigeren Einheiten waren sogar bei gleichem Namen von Land zu Land, auch innerhalb Deutschlands verschieden, und nicht etwa nur wenig; der preußische Fuß maß 314 mm, der hessische 250 mm! Auch die Unterteilung der Einheiten war verschieden, in den meisten Ländern duodezimal, aber manchmal auch anders.

Einen noch stärkeren Unterschied weisen die Maßsysteme auf. Während das sog. absolute Maßsystem auf den Grundgrößen Länge, Masse, Zeit aufgebaut ist, gründet sich das technische System auf Länge, Kraft und Zeit; dies sind wesentliche Unterschiede, nicht nur solche des Maßstabes.

Dieser schier unendliche Wirrwarr, der an die Zustände beim Turmbau zu Babel erinnert, kann nicht mit einem Schlage beseitigt werden. Nur langsam, Schritt für Schritt, lassen sich die nötigen Änderungen durchführen; denn eine plötzliche und demnach gewaltsame Verbesserung würde die Verwirrung eher vergrößern als vermindern. Dies kann aber auch nicht für eine kurze Übergangszeit ertragen werden.

Besonders empfindlich sind in dieser Beziehung die Maßeinheiten, weil sie mit Fertigung und Handel unlöslich verbunden sind.

1. Maßsysteme und Maßeinheiten

Der erste und zugleich wichtigste und erfolgreichste Schritt zur Einheitlichkeit wurde durch die Einführung des metrischen Maßsystems (1799) getan; dieses System faßte auf eine natürlich-logische Weise die Einheiten der Länge, der Fläche, des Raumes und des Gewichts zusammen. Sein Geltungsbereich wurde durch die Meterkonvention (1875) gesichert, welcher sogleich 18 Staaten, später noch mehrere, beigetreten sind. Leider fehlen darunter England und Amerika, wo der Gebrauch des metrischen Maßes nur zugelassen ist, während in der Regel das mit dem metrischen in irrationalem Verhältnis stehende und duodezimal geteilte englische Maß benutzt wird. Auch Rußland und andere Länder fehlen.

Der nächste höchst bedeutsame Schritt war die Erweiterung des Grundgedankens des metrischen Systems auf andere, als die eben erwähnten Größen, zunächst auf magnetische Größen (Gauss 1832). Dieses System, das sog. absolute, ist dann in bekannter Weise ausgebaut worden. Anfänglich war es auf 3 Grundgrößen beschränkt: Länge, Masse und Zeit. Aber bei manchen Größen der Wärmelehre muß als vierte Grundgröße der Temperaturgrad hinzutreten, und es hat keine Bedenken, das System auch auf mehr als vier Grundgrößen auszudehnen. So hat man nun ein Gebäude für alle vorkommenden Größen, mit dessen Hilfe man neue Einheiten folgerichtig bilden kann. Es ist nur die Verständigung über die neu hinzutretenden Grundgrößen nötig.

Ein anderes, derartig zusammenhängendes Maßsystem ist das, welches die mechanische Technik benutzt (Grundgrößen: Länge, Kraft und Zeit;

s. oben). Es hat viel Bestechendes, als eine der Grundgrößen die Kraft statt der Masse zu wählen. Die Kraft ist das schaffende, die Ursache und zugleich ein Maß der Wirkung. Aber leider ist die Kraft der genauen Messung nur schwer zugänglich. Es gibt keinen körperlichen Maßstab dafür, wie für Länge und Masse (Gewicht). Zwar kann man eine bestimmte Kraft, etwa die Krafteinheit, mit Hilfe einer Feder darstellen; aber diese Einheit wäre recht unzuverlässig, insbesondere zeitlich veränderlich und stets nur annähernd genau. Auch der Vergleich mit der Schwere eines Gewichtsstückes ist nur annähernd genau, weil sich die Schwerkraft nicht mit der großen Leichtigkeit und zugleich Genauigkeit, mit der Masse und Länge verglichen werden können, bestimmen läßt. So ist dieses System nicht der großen Sicherheit und Genauigkeit fähig, die für wissenschaftliche Messungen unerläßlich und auch für technische Messungen erwünscht ist. Ein besonderer Mißstand ist, daß die Krafteinheit dieses Systems den gleichen Namen trägt, wie eine vielbenutzte Masseneinheit des absoluten Systems.

Da ist denn höchst bemerkenswert, daß das neue französische Gesetz über die Maßeinheiten vom 2. April 1919, in Kraft getreten am 27. Juli 1920, die technischen und die absoluten Einheiten nebeneinander aufführt, die technischen aber mit einer Einschränkung, welche die Absicht, sie später ganz fallen zu lassen, erkennen läßt. Diese Einheiten werden nämlich „einstweilen zugelassen" (à titre provisoire) und können ohne neues Gesetz durch Verordnung außer Geltung gesetzt werden. Die wichtigsten dieser Einheiten sind kilogrammepoids und kilogramme-force; es sind dieselben, die von unseren Ingenieuren Kilogramm genannt werden. Die absolute Krafteinheit dagegen heißt Sthène (vom griechischen σϑένος). Das Sthène ist gleich 98,1, also angenähert gleich 100 kg-Kraft oder kg-Gewicht. Die Druckeinheit Pièze ist mit derselben Annäherung gleich 0,01 at (ETZ 1920, S. 980). Der Vorteil der neuen Einheiten ist, daß in ihrer Definition die Anziehungskraft der Erde nicht vorkommt. Nach einer Bemerkung in der Revue générale de l'Electricité, Bd. 23, S. 400 haben sich das Sthène und das Pièze im französischen Ministère des Ponts et Chaussées bereits eingebürgert. In Frankreich also hofft man, den peinlichen Zwist der Maßsysteme mit der Zeit zu beseitigen.

Die staatliche Gesetzgebung ist den Fortschritten der Technik gefolgt, indem gesetzliche Einheiten geschaffen wurden in dem Maße, wie es der Gebrauch technischer Einrichtungen forderte. So sind in Deutschland durch Gesetz vom 1. Juni 1898 die elektrischen Einheiten Ohm, Ampere und Volt festgelegt worden, was zu etwa der gleichen Zeit auch in anderen Ländern, und zwar in sachlich übereinstimmender Weise, geschehen ist. Dauernd wird die Richtighaltung der staatlichen Normalien dieser Einheiten überwacht.

Durch Reichsgesetz vom 7. August 1924 sind die Temperaturskala und die Wärmeeinheit festgesetzt worden.

Frankreich hat in dem oben erwähnten Gesetz zahlreiche Größen behandelt; es werden die Gebiete: Geometrische Einheiten (Länge, Fläche, Raum und Winkel), Masse, Zeit, Mechanik (Kraft, Arbeit, Leistung, Druck), Elektrizität (Widerstand, Strom, Spannung, Menge), Wärme (Temperatur, Wärmemenge) und Licht berücksichtigt. Die Zahl der aufgeführten Größen beträgt 21, die Zahl der festgesetzten Einheiten mit ihren Vielfachen und Teilen 108; in der Tat ein umfassendes Werk!

Aber über dieses, schon als reichlich anzusehende Werk hinaus besteht immer noch ein Bedürfnis nach weiteren Einheiten; es handelt sich um Gebiete, die noch nicht genügend erforscht sind, oder für die im geschäftlichen Verkehr noch nicht genügend starkes Interesse besteht, so daß es noch verfrüht erscheinen würde, eine Einheit gesetzlich festzulegen. Von den Einheitszeichen soll weiter unten noch die Rede sein.

2. Formelgrößen und Formelzeichen

Das zweite Element der Formelsprache sind die Zeichen für physikalische (auch technisch-physikalische und chemische) Größen, die in den Betrachtungen vorkommen. Diese Zeichen sind ursprünglich ganz willkürlich gewählt worden, und jeder Schriftsteller verfuhr nach eigenem Gutdünken.

Die erste mir bekannt gewordene Bemühung, einheitliche Formelzeichen aufzustellen, rührt von den Herausgebern des Taschenbuchs der Hütte her. Im Jahre 1861 bei der Vorbereitung der 4. Auflage beschlossen sie, „im ganzen Taschenbuch bei den einzelnen Kapiteln die verschiedenen Größen übereinstimmend zu bezeichnen". Es wurde dann ein Verzeichnis von etwa 50 Größen aufgestellt und jeder ein einziges Formelzeichen, nur ausnahmsweise deren zwei, zugeordnet.[1]) Bis dahin hatte man also sogar in einem und demselben Buch für denselben Gegenstand verschiedene Formelzeichen.

Im Jahre 1880 wurde von einer Versammlung der Abgeordneten technischer Hochschulen eine Kommission gewählt, welche die einheitliche Bezeichnung mathematisch-technischer Größen herbeiführen sollte. Der Obmann dieser Kommission, Prof. Winkler, und ein Mitglied, Prof. Keck, haben das Ergebnis der mündlichen Beratung (1882) mit den nachträglich eingesandten Vorschlägen vereinigt und danach eine Liste hergestellt, welche 101 Größen umfaßte.[1]) Die Haupt-

[1]) Der Akademische Verein Hütte war so freundlich, mir Abschriften aus seinen Akten zur Verfügung zu stellen, denen ich das Mitgeteilte entnehme.

einteilung war: Elastizitäts- und Festigkeitslehre; Hydraulik; Maschinenlehre. Benutzt wurden große und kleine lateinische und kleine griechische Buchstaben; mehrere Buchstaben mußten zur Bezeichnung verschiedener Größen dienen.[2])

In Frankreich hatte sich Hospitalier mit der Angelegenheit beschäftigt. Seine Anregungen gaben die Grundlage zu einer Liste der Einheits- und Formelzeichen, die dem internationalen Elektrotechniker-Kongreß in Chicago 1893 vorgelegt und von diesem gutgeheißen wurde (ETZ 1893, S. 233, 277). Doch war damit noch keine endgültige Annahme verbunden. Die Liste wurde alsdann dem nächsten internationalen Elektrotechniker-Kongreß, der 1904 in St. Louis abgehalten wurde, vorgelegt, von diesem aber nicht in Bearbeitung genommen (ETZ 1904, S. 941), so daß sie, da auch später keine Annahme erfolgt ist, noch jetzt als Vorschlag bezeichnet werden kann. Gleichwohl ist dieser Vorschlag im allgemeinen befolgt worden und hat auch die Grundlage zu weiterer Arbeit gegeben. Es darf aber nicht übersehen werden, daß diese Liste für die Zwecke der Elektrotechnik aufgestellt wurde und daher an einer gewissen Einseitigkeit leidet. Die Liste enthielt 38 Größen, von denen 14 allgemeiner Art waren, während 24 aus dem Gebiete des Magnetismus und der Elektrizität stammten. Zu jeder Größe war ein Formelzeichen gegeben; dann folgte eine Definitionsgleichung, die physikalischen Dimensionen im CGS-System, der Name der Einheit im CGS-System, das Einheitszeichen, praktische Einheiten und deren Zeichen. Hospitalier hat diese Liste für den Kongreß in St. Louis bearbeitet und ein wenig anders geordnet.

3. Begründung des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen

Im Jahre 1903 stellte die Deutsche Physikalische Gesellschaft und unabhängig davon die Deutsche Bunsen-Gesellschaft Listen der gebräuchlichen Formelzeichen auf. Diese Listen (ETZ 1904, S. 298, 269) vermehrten die Zahl der vorliegenden Vorschläge, ohne zur Klärung beizutragen. Es fehlte die ordnende Hand, die sich des Überflusses an Vorschlägen annahm und sie zum praktischen Ergebnis führte. Da regte Anfangs des Jahrhunderts Herr Hochenegg in Wien beim Elektrotechnischen Verein in Berlin die Beschäftigung mit dieser Frage an mit dem Ziele, eine einheitliche Liste der Formelzeichen aufzustellen. Die Anregung wurde aufgenommen. Zunächst wurde durch Umfrage ermittelt, welche Formelzeichen für gewisse, in einer Liste zusammengestellten Größen in Gebrauch waren, und daraus unter Benutzung anderer vorhandener Listen (s. oben) die Formelzeichen herausgesucht, die im allgemeinen Gebrauch stehen, oder die stark überwiegend anderen vorgezogen werden, sowie in einer zweiten Zusammenstellung eine Auslese aus den übrigen Ergebnissen der Umfrage. Die erste dieser Zusammenstellungen (Liste A, 23 Größen) konnte als ohne weiteres annehmbar gelten und wurde tatsächlich später angenommen; die zweite Zusammenstellung (Liste B, 31 Größen) bedurfte weiterer Behandlung (ETZ 1904, S. 264). Von den 54 Größen der beiden Listen betrafen noch 26 magnetische und elektrische Größen; es war also auch die allgemeine Technik schon ziemlich gut berücksichtigt. Die Arbeiten wurden nun im Einvernehmen mit den wichtigsten technisch-wissenschaftlichen Vereinen weitergeführt. Hierbei zeigte sich, daß es notwendig sei, die Behandlung der allerseits für wichtig gehaltenen Aufgabe auf eine breitere Grundlage zu stellen. Der Elektrotechnische Verein beschloß infolgedessen in seiner Sitzung am 24. April 1906 (ETZ 1906, S. 443 u. 457) einen „Allgemeinen Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen" (Abkürzung AEF) einzusetzen und zur Mitarbeit in diesen Ausschuß eine größere Anzahl technisch-wissenschaftlicher Vereine Deutschlands und der deutsch redenden Nachbarländer einzuladen. Die Aufgabe dieses Ausschusses sollte nicht auf die bisher ausschließlich behandelten Formelzeichen beschränkt bleiben, sondern auch die Einheiten und ihre Zeichen, Begriffsbestimmungen der Größen, die in die Formelzeichenliste aufgenommen wurden, Festlegung wichtiger Zahlenwerte nach den neuesten Forschungsergebnissen in sein Arbeitsgebiet einbeziehen. Auch war von vornherein vorgesehen, die internationale Verständigung zu pflegen.

Es stellte sich mit der Zeit heraus, daß der AEF noch andersartige Aufgaben zu erfüllen hatte. Er wurde allmählich zu einem Forum, vor dem technisch-wissenschaftliche Streitfragen ausgetragen werden. Jahre hindurch ist an einzelnen Entwürfen, die besondere Schwierigkeiten darboten, gearbeitet worden; die erste Aufgabe, die der AEF sich stellte, die Begriffe Spannung, Potential, Potentialdifferenz und elektromotorische Kraft klarzustellen, 1907 aufgestellt, wurde erst 1926 völlig gelöst. Eine andere der ältesten Aufgaben, die rechnerische Behandlung der Wechselströme betreffend, ist noch immer nicht gelöst. So schweben stets einige wichtige Aufgaben, zu deren Behandlung die geeignetsten Fachgenossen herangezogen werden und sich in der Regel auch nicht versagen.

4. Mathematische Zeichen

Das dritte Element der Formelsprache, die mathematischen Zeichen, ist nicht in dem ursprünglichen Arbeitsplan des AEF enthalten gewesen,

[2]) Abdruck s. „Hütte", 4. Aufl. **2** (1890), 568.

stellte sich aber als Gegenstand der Arbeit von selbst ein. Eine Sammlung solcher Zeichen bestand vorher nicht. Der AEF hat daher zunächst in den Jahren 1911 und 1912 eine Liste von 42 mathematischen Zeichen zusammengestellt, die sich allmählich auf 69 vergrößerte und sich wohl noch weiter vermehren wird. In erster Linie handelte es sich um Sammlung der gebräuchlichsten Zeichen; später wurde vom AEF verlangt, daß er für bestimmte häufiger vorkommende mathematische Beziehungen Zeichen entwerfe; auch solches Verlangen konnte er mit gutem Erfolg befriedigen.

5. Internationale Mitarbeit

Dem oben skizzierten Arbeitsprogramm gemäß suchte der AEF Verbindung mit der Internationalen Elektrotechnischen Kommission (IEC), die sich die Aufgabe gestellt hatte, die für die Elektrotechnik wichtigsten Einheits- und Formelzeichen international festzulegen. Dies geschah in längeren Beratungen in einem Unterausschuß, dem auch der Verfasser angehörte, und durch Annahme des ausgearbeiteten Vorschlags durch die Vollversammlung der IEC im Jahre 1913. Die Formelzeichen, über die in der ETZ 1914, S. 18 berichtet wurde, stimmen mit denen des AEF überein; wo sprachliche Schwierigkeiten entgegenstanden, wurde auf den deutschen Vorschlag dadurch Rücksicht genommen, daß das Zeichen des AEF als zweites Zeichen neben einem Hauptzeichen zugelassen wurde, z. B. Werk (Arbeit) Hauptzeichen W, Nebenzeichen A. Die Liste der Formelzeichen der IEC findet sich in der ETZ 1914, S. 689. Die Einheitszeichen des AEF sind von der IEC ohne Änderung übernommen worden (vgl. ETZ 1914, S. 690) und stehen seitdem im internationalen Gebrauch. Sie haben sich nicht sogleich durchgesetzt, aber ihre Benutzung wird immer allgemeiner.

6. Die Arbeitsweise des AEF

Wie kommen die Ergebnisse des AEF zustande? Diese Angelegenheit ist teils durch die Satzung, die von den gründenden Vereinen gegeben worden ist, teils durch die vom AEF selbst aufgestellte Geschäftsordnung geregelt. Eine von einem Mitglied des AEF oder einer außerhalb des AEF stehenden Person ausgehende Anregung wird durch ein hierzu dem Arbeitsgebiet nach geeignetes Mitglied oder vom Vorsitzenden in der Sitzung des AEF vorgetragen; findet der Gegenstand Beifall, so setzt die Versammlung einen Unterausschuß ein, der je nach Art und Umfang der Aufgabe aus 2 bis 6, auch mehr Mitgliedern besteht. Dieser Unterausschuß hat der nächsten Sitzung einen Bericht und Vorschlag in spruchreifer Form vorzulegen, d. i. einen Beschluß des AEF formell vorzubereiten. Je nach dem Beifall, den der vorgetragene Bericht findet, wird die Vorlage entweder unverändert (in 1. Lesung) angenommen oder mit bestimmten Weisungen zur Verbesserung oder Vervollständigung zurückverwiesen und dann in der nächsten Sitzung nochmals wie eine neu vorgelegte Sache verhandelt. Auch im Falle der Annahme in 1. Lesung kann die Vorlage noch umgearbeitet oder verbessert werden. In der nächsten Sitzung wird die in 1. Lesung angenommene und u. U. geänderte Vorlage nochmals verhandelt. Ist die Versammlung u. U. nach wiederholter Beratung und Änderung mit dem Entwurf in allen Einzelheiten einverstanden, so wird er in 2. Lesung angenommen; nunmehr hat der Vorsitzende die Pflicht, den Entwurf als solchen zu veröffentlichen, was in mehreren Zeitschriften geschieht, die den dem AEF angehörigen Verbänden und Vereinen nahe stehen, in erster Linie in der ETZ. Zugleich wird eine Frist gesetzt, bis zu der Einwendungen und Verbesserungsvorschläge eingereicht werden können. Diese werden sorgfältig durchgesehen; der Obmann des Unterausschusses hat darüber zu berichten und Vorschläge über die Berücksichtigung der Einwendungen und Vorschläge zu machen. Sind die Einwendungen erheblich, so kann die Vorlage an den Unterausschuß zurückverwiesen werden; sie hat dann die 2. Lesung nochmals durchzumachen und kann u. U. nochmals als Entwurf veröffentlicht werden. Wird sie endlich angenommen, so wird sie in der genehmigten Fassung als Satz veröffentlicht.

Aus dieser Darlegung geht hervor, daß der AEF sich von jeder Selbstherrlichkeit fern hält; eine möglichst sachliche Beratung und vorsichtige Beschlußfassung scheinen durch die Art der Behandlung, die allerdings auch kein rasches Arbeiten gestattet, gewährleistet.

Die endgültig beschlossenen „Sätze“ und „Listen“ des AEF werden als Normblätter veröffentlicht und können als solche von jedermann bezogen werden.

Die Beschlüsse des AEF sind nur Vorschläge, deren Befolgung dem freien Ermessen überlassen wird; der AEF übt keinen wie immer gearteten Zwang aus.

7. Die Arbeiten des AEF

a) Liste der Formelzeichen. Diese Liste begann 1912 mit 32 Zeichen, denen 1914 noch 28 weitere Zeichen folgten. In dem Streben nach größter Vollständigkeit ist man später etwas zu weit gegangen; insbesondere wurden viele Formelzeichen mit Beizeichen vorgeschlagen, wodurch die Liste an Übersichtlichkeit verlor und zu groß zu werden drohte. Mehrere Vereinigungen, denen an der Aufstellung vieler, weit ins einzelne gehenden Formelzeichen gelegen war, wünschten die Aufnahme der von ihnen vorgeschlagenen Zeichen, von denen die meisten mit Beizeichen versehen

33*

waren. Der AEF entschloß sich daher, grundsätzlich Formelzeichen mit Beizeichen (mit Ausnahme der schon zu Anfang aufgenommenen c_p und c_v) ganz allgemein abzulehnen und deren Aufstellung den Fachvereinen zu überlassen. Es wurde nur für nötig erklärt, solche Vorschläge dem AEF zur Äußerung vorzulegen, um etwaige Bedenken des AEF kennen zu lernen. Ob und wie diese Bedenken zu berücksichtigen seien, bleibt den Fachvereinen überlassen. Manche Größen und Zeichen boten erstaunliche Schwierigkeiten; ein gutes Beispiel ist Dichte und spezifisches Gewicht, die noch jetzt nicht in der Liste stehen. Für Dichte hätte man δ zu nehmen, weil allgemein die Eigenschaften der Stoffe mit kleinen griechischen Buchstaben bezeichnet werden sollten. Nun konnte aber über Dichte nicht entschieden werden, ohne daß man auch das spezifische Gewicht berücksichtigte. Da ergaben sich denn sehr verschiedene Anschauungen, wie sie immer dann zutage treten, wenn verschiedene, in sich abgeschlossene Berufskreise sich über die Gegenstände unterhalten, bei denen sich ihre Interessen überschneiden. Der eine hielt Dichte und spezifisches Gewicht für dasselbe, der andere faßte Dichte als Verhältnis der Masse zu dem von ihr eingenommenen Raum auf, das spezifische Gewicht aber als Verhältnis des Gewichts (als Kraft) zum Raumbedarf oder das Gewicht der Raumeinheit, dem dritten war das spezifische Gewicht eine reine Zahl, das Verhältnis des Gewichts eines Körpers zu dem Gewicht des von ihm verdrängten Wassers; ehe diese Verschiedenheit beseitigt wird, sind die Begriffe nicht gesichert, und man darf auch die Zeichen nicht festlegen. Die nächste Folge war, daß eine Aufgabe entstand, deren Titel lautet: Dichte und Wichte. Das zweite Wort sollte die Größe bezeichnen, welche das Verhältnis des Gewichts zum Raumbedarf ausdrückt. Die Neuheit des Ausdrucks verhinderte eine rasche Entwicklung dieses Planes. Der AEF muß öfter neue Wörter bilden, und es bedarf stets längerer Zeit, bis man mit dem neuen Wort so weit vertraut geworden ist, daß die Neuheit und das Ungewohnte an sich kein Hindernis mehr bildet.

Gegenüber der erheblichen Anzahl Größen, für die Formelzeichen gewünscht werden, ist die Zahl der zur Verfügung stehenden Buchstaben gering. Es kommen nur in Betracht das große und kleine lateinische, das große und kleine griechische und das große und kleine Fraktur- (deutsche) -Alphabet. Außerdem könnte man Unterschiede in der Schriftart (z. B. Blockschrift) hinzunehmen; dies empfiehlt sich aber im allgemeinen nicht wegen der Schwierigkeit, solche Buchstaben auszusprechen; man müßte bei jedem Buchstaben stets die Schriftart nennen. Es ist auch daran gedacht worden, Zeichen hinzuzunehmen, die keine Buchstaben sind, aber diese würden nicht sprechbar sein; das erste Erfordernis ist, daß das Zeichen durch einen allgemein verständlichen Laut ausgedrückt werden kann. Da die Buchstaben im lateinischen und deutschen Alphabet gleich ausgesprochen werden, da sie sich ferner zum Teil in der Form sehr ähnlich sind, ist schon die Benutzung dieser Buchstaben eingeschränkt; man verwendet die deutsche Fraktur ausschließlich für die Vektorrechnung und bei Formelzeichen nur für solche Größen, die Vektoreigenschaft haben oder haben können. Vom großen griechischen Alphabet kann man nur einen Teil verwenden, weil viele dieser Buchstaben sich von denen des großen lateinischen Alphabets zu wenig unterscheiden. Die gerade lateinische Schrift wird für die Einheitszeichen benutzt, für die Formelzeichen kommt von der lateinischen Schrift nur die schräge Form (Kursiv) in Frage. Es bleiben schließlich nur 124 Zeichen (ETZ 1904, S. 266) von denen aber 48 Frakturbuchstaben für Vektorbezeichnung zurückzustellen sind, so daß nur 76 Buchstaben zur freien Verwendung stehen; diese können auch nicht ganz beliebig verwendet werden, weil man in der Regel das Formelzeichen so wählt, daß eine Gedankenverbindung mit dem Gegenstand, den es darstellt, besteht (meist Anfangsbuchstaben des Namens der Größe). So kommt es, daß für die jetzt 96 Formelgrößen nur 59 verschiedene Buchstaben verwendet worden sind, von denen 1 Buchstabe 4 mal, 8 Buchstaben 3 mal und 18 2 mal vorkommen. Die Größen, die mit dem gleichen Buchstaben bezeichnet werden, kommen nur ausnahmsweise in derselben Betrachtung vor, so daß aus der Gleichheit der Zeichen keine Schwierigkeiten entstehen. Im Fall des Zusammentreffens muß dann für eine der Größen ein anderes Zeichen genommen werden. Nur bei dem Zeichen t, das seit langem sowohl für Zeit, wie für Temperatur benutzt wird, mußte für den Fall des Zusammentreffens eine Reglung von vornherein getroffen werden; es bleibt t für Zeit und für Temperatur tritt ϑ an seine Stelle.

Dieser Gegenstand ist so ausführlich behandelt worden, weil er an einfachen Beispielen zeigt, mit welchen Schwierigkeiten die Arbeit des AEF zu kämpfen hat. Um ein Ergebnis zu erzielen, das allen Anforderungen genügt, muß einerseits klare theoretische Erkenntnis geschaffen werden; andererseits sind die Bedürfnisse der ausübenden Wissenschaft und Technik und die bisher herrschenden Gebräuche zu berücksichtigen. Manchmal allerdings müssen auch herrschende Gebräuche, die der theoretischen Erkenntnis nicht genügend Rechnung tragen, bekämpft und durch Besseres ersetzt werden.

b) Einheitszeichen. Die große Schwierigkeit dieses Gegenstandes beruht darauf, daß es zwei grundsätzlich verschiedene Maßsysteme gibt, das absolute und das technische (s. oben). Es

wurde versucht, für beide Einheiten ein Einheitszeichen aufzustellen, aber die Physiker und Elektrotechniker einerseits und die mechanischen Techniker anderseits konnten sich über die Grundeinheiten nicht einigen. Das Kilogramm ist im einen System eine Masse, im andern eine Kraft.

Über diese Frage unterhält man sich seit langer Zeit im AEF. Eine seiner wichtigsten Aufgaben trägt den Titel: Masse und Gewicht; sie ist schon seit mehreren Jahren im Stadium des Entwurfs, war sogar schon als Normblatt ausgegeben, mußte aber nochmals in Bearbeitung genommen werden und steht zur Zeit wieder zur Beratung.

So konnten vorläufig nur die Maßeinheiten des absoluten Maßsystems festgelegt werden. Diese boten aber keine Schwierigkeiten. Die Einheiten waren zum großen Teil schon gesetzlich, zum kleineren Teil durch Übereinkunft und langen Gebrauch festgelegt. Der AEF hat nur eine Einheit neu benannt, die der elektrischen Leitung, des Leitwerts, des Kehrwerts des elektrischen Widerstandes. Als Einheit des Leitwerts wurde vorzeiten von englischer Seite das Mho, die Umkehrung von Ohm vorgeschlagen. Der Vertreter Deutschlands in dem Unterausschuß der IEC lehnte diesen Namen ab mit diesen Hinweis, daß die Umkehrung des von uns verehrten Namens wie eine Beschimpfung wirken würde. Es ist bezeichnend für die internationale Höflichkeit, daß diese kurze, vor mehr als 15 Jahren geäußerte Bemerkung genügt hat, den Vorschlag für alle Zeit zu erledigen. Deutschland hat den Namen Siemens für die Einheit des Leitwerts gewählt und auch der IEC vorgeschlagen, und er wurde nicht abgelehnt. Der Vorschlag wird zu gegebener Zeit wiederholt werden.

Neu ist das Zeichen U für Umdrehung; es wurde festgesetzt, um das zusammengesetzte Zeichen U/min bilden zu können, für welches ein allgemeines Bedürfnis besteht.

Die Vorsätze zu den Einheitsnamen, wie Kilo-, centi- usw. hat der AEF vermehrt; es wurde hierbei die Regel befolgt, bei den höheren Zehnerpotenzen immer um 3 Einheiten fortzuschreiten; bis 10^9 und 10^{-9} liegen neue Namen vor.

c) Die mathematischen Zeichen bieten wenig Bemerkenswertes; sie sind meist aus älterem Gebrauch bekannt. Sie sind teils algebraischer, teils geometrischer, teils typographischer Natur. Neu gewählt wurde das Zeichen für „bis“; als solches wurde bisher meist derselbe Strich benutzt, der auch als Minuszeichen verwendet wird, und der außerdem als Trennstrich dient. Der AEF schlägt dafür 3 Punkte auf der Linie vor. — Das Diminutivzeichen ꝺ empfiehlt sich bei Differentialausdrücken, die kein vollständiges Differential darstellen. Für Annäherung und Konvergenz wird ein liegender Pfeil empfohlen; $x \rightarrow a$ heißt: x nähert sich a, dasselbe wie $\lim x = a$. Die Bedeutung von $\sin^n \alpha = (\sin \alpha)^n$ wird anerkannt.

8. Sätze des AEF

Diese Sätze lassen sich nach der Art ihres Inhalts in mehrere Gruppen einteilen.

a) Festlegung wichtiger Zahlenwerte. Dahin gehört Satz 1, Mechanisches Wärmeäquivalent, und Satz 12, Valenzladung. Es handelt sich bei diesen Sätzen um Berechnung der Zahlenwerte nach den neuesten Ergebnissen der Forschung. — Satz 4, Einheit der Leistung, bestimmt, daß alle Leistungen in Kilowatt auszudrücken sind, d. h. daß die höchst unbequeme Pferdestärke allmählich durch das Kilowatt ersetzt werden soll; der Satz gibt außerdem die Umrechnungsfaktoren an: 1 kW = 1,360 PS und 1 PS = 0,735 kW.

b) Vorschriften. Satz 3, Temperaturbezeichnungen, bestimmt das Formelzeichen für Temperatur, wenn in der Formel zugleich die Zeit vorkommt. — Satz 7, Normaltemperatur, gibt die praktische Vorschrift, daß 20° C die Normaltemperatur sein soll, wenn nicht besondere Gründe für die Wahl einer anderen Temperatur vorliegen. — Satz 13, Gehalt von Lösungen, stellt die Arten zusammen, wie man den Gehalt einer Lösung angeben kann, und setzt die Ausdrücke dafür nach dem bestehenden Gebrauch fest.

c) Neue Namen. Satz 2, Leitfähigkeit und Leitwert, s. oben. — Satz 6, Durchflutung und Strombelag, zwei Wörter, die besonders bei elektrischen Maschinen und Apparaten die Ausdrucksweise vereinfachen. Durchflutung ist die Größe, deren Einheit die Amperewindung, Strombelag die Größe, deren Einheit die Amperewindung je Längeneinheit (quer zu den Windungen gemessen) ist. — Satz 8, Feld und Fluß, Begriffsbestimmung und einige neue Namen.

d) Mathematische Sätze, Satz 10, Vektorzeichen. Es werden in Beschränkung auf das nötigste die Bezeichnungen der Vektoranalysis und einige Rechenregeln zusammengestellt. — Satz 11, Drehung, Schraubung, Winkel, rechts- und linkswendiges Koordinationssystem. Begriffsbestimmungen und Drehsinn.

e) Begriffsbestimmungen. Mehrere Sätze und Entwürfe beschäftigen sich mit grundsätzlichen Fragen, sei es der Grundbegriffe, sei es mit deren Anwendung auf bestimmte Aufgaben. — Satz 5, Spannung, Potential, Potentialdifferenz und elektromotorische Kraft. Es handelt sich um die genaue Festlegung der mit diesen Namen bezeichneten Größen. Diese Aufgabe war die erste, die der AEF sich nach seiner Begründung stellte; 20 Jahre hat es gedauert, bis sie befriedigend gelöst wurde. Es gelang erst nach „sehr umfangreichen Beratungen, in denen ein reiches Material zutage

gefördert worden ist" (aus d. Erläuterungen). Das wesentliche Hilfsmittel war die Umlaufspannung, die im wirbelfreien und im Wirbelfeld betrachtet wurde; sie ergab die eingeprägte und die induzierte EMK, sowie Potential, Potentialdifferenz und Spannung. Dieser Satz und seine Begründung und Erläuterung lohnt eingehendes Studium; im Rahmen dieses Aufsatzes kann nur kurz darauf hingewiesen werden.

Satz 9, Masse und Gewicht. Dieser Satz wurde veranlaßt durch die bei der Bearbeitung der Maßeinheiten zutage getretenen Unterschiede und Unklarheiten der Auffassung von Masse und Gewicht (s. oben). Man hat versucht, in 8 kurzgefaßten Sätzen die Begriffe genau zu umschreiben. Es werden dabei einige besondere Begriffe eingeführt, die bei der genauen Betrachtung des Gegenstandes sich ergaben. Die zuletzt veröffentlichte Form des Satzes ist noch beanstandet worden, weshalb in Aussicht genommen wurde, den Satz zu ändern (s. oben, 7b).

f) Entwürfe. Von den z. Z. schwebenden Entwürfen verdienen einige besondere Beachtung, so der oben schon erwähnte „Dichte und Wichte", der von dem Satz Masse und Gewicht abhängig ist und nicht festgesetzt werden kann, ehe jener Satz endgültig verabschiedet ist.

Besonders wichtig ist der Entwurf 5, einer der ersten, den der AEF aufstellte: Wechselstromgrößen. Es handelt sich um die Rechnung mit Wechselströmen, die für sinusförmigen Strom seit langem bekannt ist. Für diesen einfachen Fall werden die Namen für die vorkommenden Spannungs-, Strom- und Widerstandsgrößen und die Rechenformeln zusammengestellt. Dabei entstand die Aufgabe, diesen Namen eine logisch richtige und sprachlich bequeme, sowie technisch anschauliche Form zu geben. Diese wurde in den einsilbigen Wörtern Wirk-, Blind-, Schein- gefunden, die das Wesen der Größen, in deren Benennung sie den Ausschlag geben, befriedigend angeben, während sie im Sprechen und Schreiben sehr bequem sind; sie sind bereits im allgemeinen Gebrauch. Bei dem Übergang vom einfachen Sinusstrom zum zusammengesetzten Wechselstrom entstehen bekanntlich erhebliche Schwierigkeiten, mit denen sich der Entwurf bisher nicht in befriedigender Weise abzufinden vermochte. Es besteht jetzt die Hoffnung, auch diesen Punkt zu überwinden.

Von größerem Interesse ist noch der Entwurf: Schreibweise physikalischer Gleichungen. Die Formelzeichen in Gleichungen können Zahlen oder die Größen als Produkt einer Zahl mit einer Einheit bedeuten. Die ersterwähnte Form wird Zahlenwertgleichung, die zweite Größengleichung genannt. Es ist selbstverständlich, daß auch die Zahlen der Zahlenwertgleichung sich auf bestimmte Einheiten beziehen. Wenn man in einer Größengleichung die beiden Faktoren Zahl und Einheit trennt und mit den Zahlen und Einheiten getrennt die Rechenoperation vornimmt, die die Gleichung vorschreibt, so bekommt man sowohl eine neue Zahl, sowie die richtige, zu dieser Zahl gehörige Einheit; Beispiel: Der Weg $s = 290$ km wird in $t = 3{,}5$ h zurückgelegt; Geschwindigkeit $v = \frac{s}{t} = \frac{290\ \text{km}}{3{,}5\ \text{h}} = 83\ \text{km/h}$. Es werden die grundlegenden Vorschriften für die Rechnung mit Größengleichungen und in den Erläuterungen zahlreiche Beispiele der Anwendung gegeben.

g) Die Aufgaben, die sich der AEF gestellt hat, sind zahlreich und geben Stoff für jahrelange Arbeit. Darunter sind erwähnenswert:

Einheit der Frequenz [es wird vorgeschlagen: Ein periodischer Vorgang hat die Frequenz n Hertz (abgekürzt Hz), wenn auf 1 Sekunde n seiner Perioden entfallen].

Begriffsbestimmungen für Kraft, Arbeit, Energie, Leistung, Spannung, Drehmoment.

Benennungen in der Schwingungs- und Wellenlehre.

Benennungen in der Akustik.

Formen der elektrischen Entladung in Luft.

Elektrische Eigenschaften gestreckter Leiter.

Druckeinheiten. Einheit der Zähigkeit.

Magnetische Größen und Einheiten.

Diese und viele andere sind bereits in Bearbeitung, und es werden noch manche hinzukommen.

Das Interesse an den Arbeiten des AEF ist mit den Jahren gewachsen; es wäre wünschenswert, daß es noch weiter zunähme, und daß besonders die Angehörigen der wissenschaftlichen und technischen Berufe aller Art sich mehr an der Besprechung und Verbesserung der Entwürfe beteiligten.

Zusammenfassung

Der AEF befaßt sich mit der Schaffung einer Formelsprache, zunächst für die deutschredenden Länder, die sich auf die anderen Sprachen ausdehnen läßt. Die Arbeitsweise des AEF und die Ergebnisse seiner Arbeit werden geschildert.

Redaktionsschluß am 27. Mai 1929. Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Zeitschrift für technische Physik

1929 · Zehnter Jahrgang · Nr. 7

INHALT

Originalmitteilungen

Registriervorrichtung für Ultrarotspektroskopie

Von O. Reinkober in Greifswald

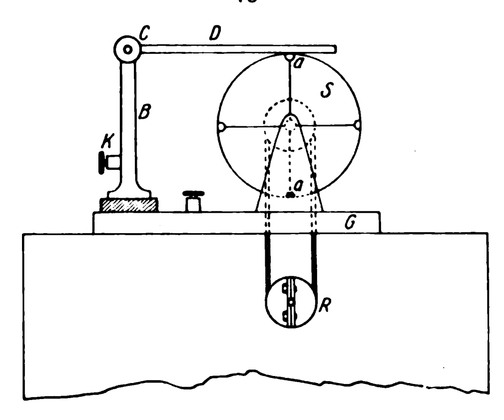
Inhalt: Beschreibung allgemein verwendbarer Hilfsapparate für registrierendes Arbeiten in der Ultrarotspektroskopie.

Die im folgenden beschriebenen Hilfsapparate für photographisch registrierendes Arbeiten in der Ultrarotspektrometrie sind von dem Hauptgesichtspunkte aus konstruiert, daß sie an jedes in Benutzung befindliche Spektrometer als Zusatzapparate angesetzt werden können, ohne daß an der Aufstellung von Spektrometer und Strahlungsmeßapparat etwas geändert zu werden braucht. Ferner soll auch gegebenenfalls ohne Umbau der Apparatur anstatt der Registrierung visuelle Beobachtung der Ausschläge des Meßinstrumentes mit Fernrohr und Skala möglich sein. Die Hilfsapparate übernehmen selbsttätig die Wellenlängeneinstellung am Spektrometer sowie die Auslösung und Aufzeichnung der Ausschläge des Meßinstrumentes, wobei nicht nur, wie im allgemeinen bei den bisher gebrauchten Registrierspektrometern die dauernde Ausschlagseinstellung des Meßinstrumentes photographisch aufgezeichnet, sondern jeder einzelne Ausschlag mit Nullpunkt und Endeinstellung registriert werden soll. Dies ist wesentlich, da es sich bei empfindlichen Meßinstrumenten für Strahlung kaum erreichen läßt, daß der Nullpunkt vollkommen konstant bleibt und bei der Aufzeichnung von Dauerausschlägen oder nur gelegentlicher Kontrolle des Nullpunktes die durch das Wandern des Nullpunktes verursachten Fehler des Ausschlages sich der Registrierkurve entweder überhaupt nicht oder nur unvollkommen entnehmen lassen. Registriert man nur den Dauerausschlag des Meßinstrumentes, so muß man ferner auf den Vorteil der Verwendung von teilweise strahlungsdurchlässigen Schirmen zur Unterbrechung des Strahlenganges verzichten, wie man sie bei visueller Beobachtung zur Eliminierung von verunreinigender Strahlung gewöhnlich in den hierfür in Betracht kommenden Spektralbereichen benutzt. Es ist daher für exakte Messungen erforderlich, immer abwechselnd den Nullpunkt und die Ausschlagseinstellung des Meßinstrumentes photographisch zu fixieren.

Die gestellten Bedingungen ließen sich in folgender, zunächst schematisch beschriebener Anordnung erreichen: Die photographische Aufzeichnung der Einstellung des Meßinstruments geschieht in der bekannten Weise so, daß über den Spiegel des Instrumentes ein Lichtstrahl auf einer von einem Uhrwerk oder einem Elektromotor mit Vorgelege gedrehten Registriertrommel auf Bromsilberpapier die Einstellung des Meßinstrumentes aufgezeichnet. An die Regelmäßigkeit des Ganges der Trommel werden, wie aus dem folgenden hervorgeht, keine sehr weitgehenden Ansprüche gestellt. Das Uhrwerk der Registriertrommel gibt in regelmäßigen Intervallen Kontakt in einem Stromkreise, der ein zweites die Wellenlängeneinstellung bewirkendes Uhrwerk auslöst. Dieses gibt seinerseits jedesmal, wenn es das Spektrometer auf die folgende Wellenlänge eingestellt hat, einen auslösenden Kontakt nach einem weiteren Uhrwerk, das vermittels eines Elektromagneten die Klappe, welche vor dem ersten Spektrometerspalt die Strahlung unterbricht, für die Dauer der Ausschlagsschwingung des Meßinstrumentes öffnet. Hat das Meßinstrument seine Ausschlagsendeinstellung erreicht, schließt sich die Klappe wieder und mit dem nächsten von dem Antriebswerk der Registriertrommel gegebenen Impuls beginnt der Vorgang von neuem für die nächste Wellenlänge.

Den Kontaktgeber auf dem Antriebwerke der Registriertrommel zeigt in schematischer Darstellung Abb. 1 a, im Lichtbild Abb. 1 b. Auf das Gehäuse

des Registrieruhrwerkes ist eine Grundplatte *G* aus Messing aufgesetzt, welche auf einem Gestell aus Messing die wagerechte Achse dreier Pertinaxscheiben *S* von etwa 45 mm Durchmesser trägt,



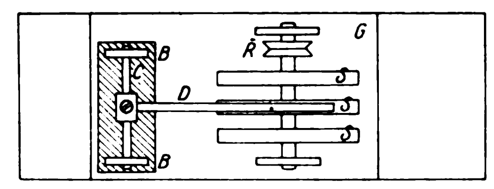


Abb. 1a. Kontaktgeber

die in einigen mm Abstand parallel zueinander auf der Achse sitzen. Die Scheiben werden durch eine Schnurübertragung *R* von einer mit geeigneter Geschwindigkeit umlaufenden Achse des Bremsgetriebes des Uhrwerks aus gleichförmig mit dem Uhrwerk gedreht. In die einzelnen Scheiben sind unmittelbar an ihrem Umfange in gleichen Abständen vier bzw. drei bzw. zwei kleine Messingstücke *a* eingelassen, welche durch Drähte mit der Achse elektrisch leitend verbunden sind. Neben dem Drehgestell für die Pertinaxscheiben sind elektrisch isoliert auf die Grundplatte *G* zwei Träger *B* aufgesetzt, die eine drehbare Achse *C* tragen. Auf dieser Achse verschiebbar und in beliebiger Lage festzuschrauben ist ein Messingstift *D* aufgesetzt, der lose auf dem Umfange einer der drei Pertinaxscheiben schleift. Eine Klemmschraube *K* (bzw. Steckkontakt) auf der Grundplatte und eine an den Trägern *B* erlauben das Anlegen einer Spannung von 4 Volt in einem Stromkreise, welcher gleichzeitig den auslösenden Elektromagneten des Uhrwerks für die Wellenlängeneinstellung (vgl. nächsten Absatz und Abb. 5) enthält. Wie leicht ersichtlich, wird bei laufendem Registriertrommeluhrwerk bei einem Umlauf der Scheiben *S* 4 bzw. 3 oder 2 mal, je nachdem auf welcher der drei Scheiben der Stift *D* schleift, der Elektromagnet der Wellenlängeneinstellung jedesmal, wenn der Stift *D* über eins der Messingstücke *a* hinübergleitet, kurz erregt. Die Drehgeschwindigkeit der Scheiben *S* ist durch Auswahl einer der Uhrwerksachsen von geeigneter Drehzahl als Träger für das eine Schnurrad *R* und entsprechender Wahl des Übertragungsverhältnisses der beiden Räder *R* so gewählt, daß immer ein Kontakt erfolgt, wenn das lichtempfindliche Papier der Registriertrommel sich um 1,4, bzw. 2,1 oder 2,8 mm verschoben hat. In diesen Abständen finden sich dann auf dem Papier die einzelnen Ausschläge des Strahlungsmeßinstrumentes aufgezeichnet. Der Antrieb des Kontaktapparates kann natürlich gegebenenfalls ebenso ausgeführt werden, wenn als Antrieb für die Registriertrommel nicht ein Uhrwerk, sondern ein Elektromotor mit mehrfachem Schneckengetriebe als Vorgelege verwendet wird, indem das eine Schnurrad *R* auf eine mit geeigneter Drehgeschwindigkeit umlaufende Achse des Vorgeleges aufgesetzt wird.

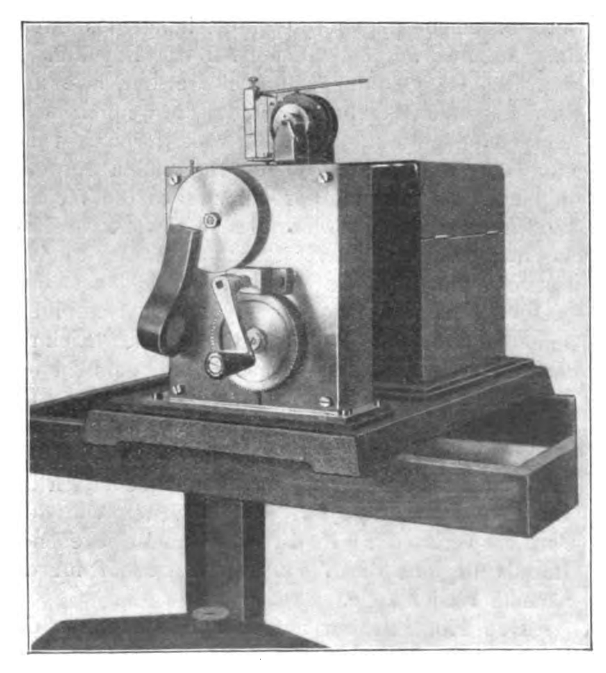
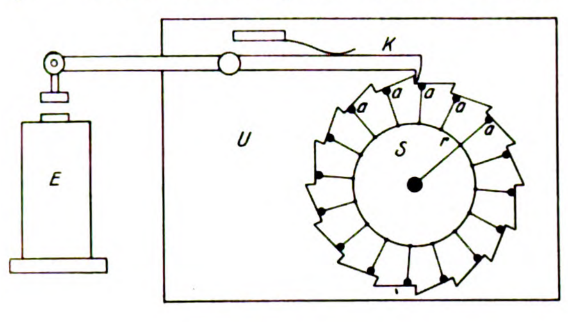


Abb. 1b. Registriertrommel mit Uhrwerk und Kontaktgeber

Zwecks Einstellung der verschiedenen Wellenlängen am Spektrometer wird im allgemeinen der Prismentisch oder ein Spektrometerarm durch einen Drehhebel und Mikrometerschraube mit geteilter Trommel gedreht. Um die Wellenlängeneinstellung in regelmäßiger Folge automatisch erfolgen zu lassen (Abb. 2a), wurde die Mikrometerschraube *M*, durch welche das Prisma *P* (bzw. Gitter- oder Spektrometerarm) gedreht wird, in Verlängerung ihrer Achse durch eine Stange geeigneter Länge mit der Hauptachse des einem Morse-Postapparat entnommenen Uhrwerkes *U* unter Zwischenschaltung von zwei Kardangelenken *C* gekuppelt. Auf die Hauptachse des Uhrwerks ist eine Zahnscheibe *S* aus Pertinax aufgesetzt, durch

die mit Hilfe einer Sperrklinke *K*, welche durch den Elektromagneten *E* ausgelöst werden kann, das Uhrwerk arretiert oder durch einen kurzdauernden Kontakt für einen durch den Abstand der Zähne bestimmten Bruchteil einer Umdrehung der Hauptachse freigegeben werden kann. Bei jeder Auslösung der Sperrklinke wird dann also das Prisma des Spektrometers durch das Uhrwerk um einen bestimmten Winkel gedreht und damit die Wellenlänge der auf den zweiten Spektrometerspalt fallenden Strahlung schrittweise verändert.



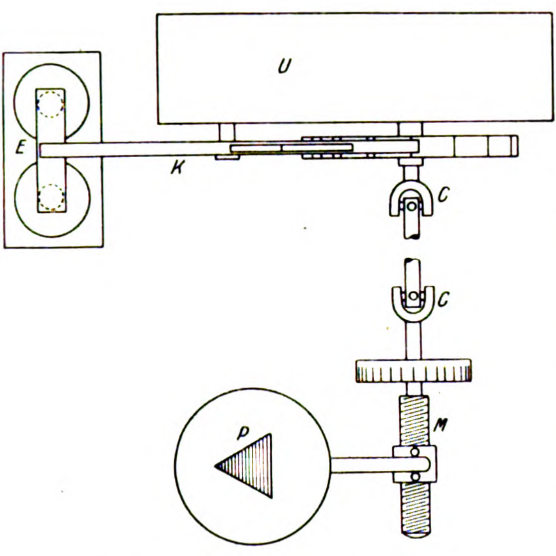


Abb. 2a. Wellenlängeneinstellung

Die Anzahl der Zähne der Scheibe *S* wird bestimmt durch die Dispersion des Spektrometers und den Abstand der Wellenlängen, für welche jeweils die Strahlungsintensität registriert werden soll. Im allgemeinen werden 20—40 Zähne auf den Umfang der Scheibe nötig sein. Als Abstand der Zähne genügt etwa 1 cm. Der Elektromagnet *E* wird in regelmäßigen Intervallen durch den im vorigen Abschnitt beschriebenen von dem Uhrwerk der Registriertrommel betriebenen Kontaktgeber (Abb. 1) betätigt, so daß also immer, wenn das lichtempfindliche Papier der Registriertrommel um einen bestimmten Betrag vorgerückt ist, eine neue Wellenlänge im Spektrometer eingestellt wird. Abb. 2 b zeigt die Wellenlängeneinstellungsvorrichtung im Lichtbilde.

Um nun die Strahlungsintensität durch das Meßinstrument auf der Registriertrommel aufzeichnen zu lassen, muß jedesmal, wenn die neue Wellenlänge eingestellt ist, die den Strahlengang des Spektrometers unterbrechende Klappe während der Ausschlagsdauer des Meßinstrumentes geöffnet werden. Zu diesem Zwecke gibt die Wellenlängeneinstellungsvorrichtung jedesmal unmittelbar bevor eine Zahndrehung der Scheibe *S* (Abb. 2a) vollendet ist, einen auslösenden Stromstoß nach einem Zeitrelais, das seinerseits das Offenhalten der Klappe während einer bestimmten Zeit übernimmt. Zum Geben des Stromstoßes ist in der

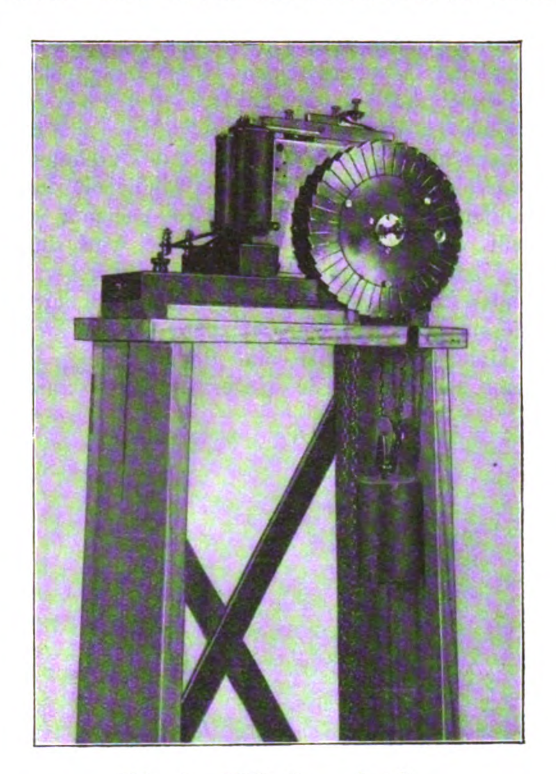


Abb. 2b. Wellenlängeneinstellung

Scheibe *S* kurz vor dem hinteren Ende jeder Zahnlücke je ein kleines Messingstück ***a*** eingelassen, das über den Drahtring ***r*** leitend mit der Achse und dadurch mit der übrigen Metallmasse des Uhrwerks in Verbindung steht. An diese Metallmasse wird der eine Pol von 4 Volt gelegt. In seiner Ruhestellung darf der Haken der Sperrklinke die Messingstücke *a* nicht mehr berühren. Der andere Pol der Batterie liegt an der Sperrklinke *K*, welche isoliert gegen die Metallmasse des Uhrwerks angebracht ist (ebenso wie auch der mit *K* in Berührung kommende Eisenkern des Elektromagneten). Wenn also Sperrklinke, Zahn-

scheibe und Zeitrelais mit der Stromquelle in einen Stromkreis geschaltet sind (vgl. Abb. 5), erhält das Zeitrelais jedesmal beim Übergleiten der Sperrklinke über eines der Messingstücke *a* einen auslösenden kurzen Stromimpuls.

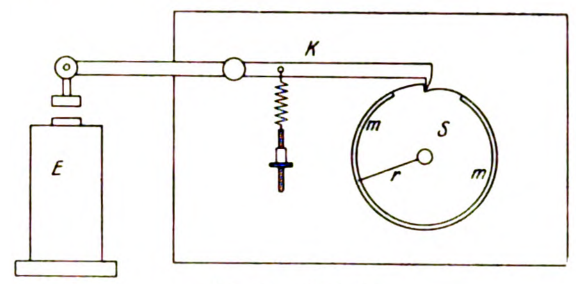


Abb. 3a. Zeitrelais

Als Zeitrelais zum Öffnen der Klappe dient wieder das Uhrwerk eines Morse-Postapparates mit Gewichtsantrieb, das an Stelle der sonst zum Vorschub des Papierstreifens dienenden Walze eine Pertinaxscheibe *S* von etwa 50 mm Durchmesser trägt (Abb. 3a), deren Drehgeschwindigkeit durch Verändern des Antriebsgewichtes geeignet eingestellt werden kann. Die Scheibe wird durch einen Zahn und eine Sperrklinke *K* in einer bestimmten Lage festgehalten und macht nach kurzem Auslösen der Klinke eine ganze Umdrehung, wobei der Haken der Klinke auf dem Umfange der Scheibe schleift, bis sie wieder zur Ruhe kommt.

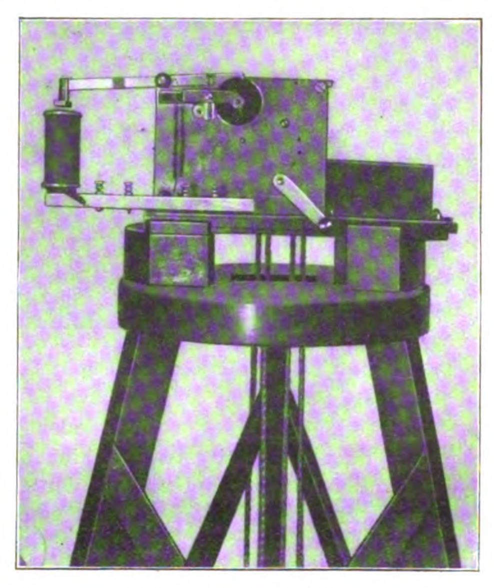
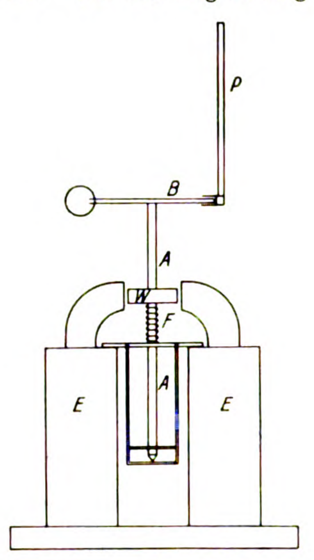


Abb. 3b. Zeitrelais

Die Scheibe trägt auf etwa $^3/_4$ ihres Umfanges einen Messingstreifen *m*, welcher durch den Draht *r* leitend mit der Achse der Scheibe und dadurch mit der Metallmasse des Uhrwerks in Verbindung steht. Legt man eine Spannung von 4 Volt einerseits an das Uhrwerk, andererseits an die wieder isoliert auf das Uhrwerk aufgesetzte Sperrklinke, so wird ein Stromkreis während einer durch die Drehgeschwindigkeit der Scheibe *S* zu regulierenden Zeit geschlossen und dient zum Offenhalten der Spektrometerklappe auf elektromagnetischem Wege während dieser Zeit. Die Drehgeschwindigkeit von *S* wird so reguliert, daß der Kontakt auf *m* genau bis zum Erreichen des maximalen Ausschlages des am besten annähernd aperiodisch schwingenden Strahlungsmeßinstrumentes dauert, worauf die Klappe durch Federkraft wieder geschlossen wird. Um die Regulierung der Dreh-



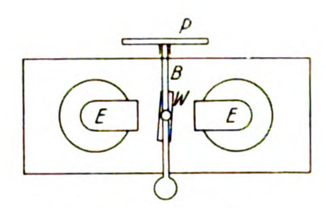


Abb. 4a. Klappe

geschwindigkeit bequem und sicher vornehmen zu können, wurde in das Uhrwerk anstatt der üblichen Luftwiderstandsbremsung, welche keine genügende Konstanz gewährleistet, eine veränderliche elektromagnetische Wirbelstrombremse eingebaut, mit der sich eine gute Feinregulierung der Drehgeschwindigkeit erzielen läßt.

Zur elektromagnetischen Betätigung der den Strahlengang unterbrechenden Klappe vor dem Spektrometer erwies sich als sehr geeignet eine Vorrichtung, welche in Abb. 4a schematisch, in 4b im Lichtbild wiedergegeben ist. Zwischen den beiden etwa 15 mm voneinander entfernten Polen eines Hufeisen-Elektromagneten *E* ist an einer den

Eisenkernen parallelen Achse A fest angebracht ein Weicheisenstück W, das durch eine auf die Achse wirkende Feder F in Ruhelage angenähert senkrecht zur Achse der Magnetpole gehalten und

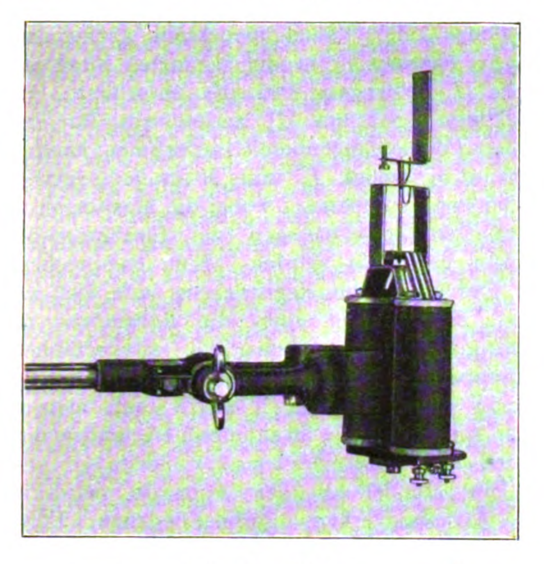
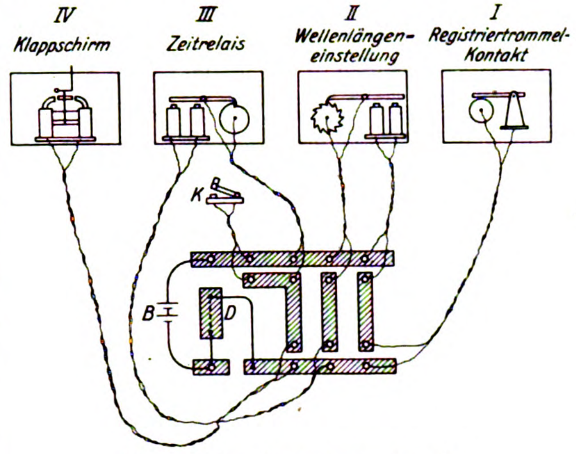


Abb. 4b. Klappe

bei Erregung der Magnete durch das entstehende Feld in die Richtung des Magnetfeldes gedreht wird. Das Eisenstück ist etwas schräg zur Symmetrieebene des Elektromagneten angesetzt, damit bei dessen Erregung die Drehung immer nach derselben Seite erfolgt. Die Drehachse A trägt an ihrem äußeren Ende einen Querbalken B von etwa 30 mm Länge, an dessen einem Ende, am anderen durch ein kleines Gegengewicht ausbalanciert, die die Strahlung abschirmende Platte P exzentrisch und parallel zur Achse und tangential zum Drehungskreis angebracht ist. Diese Platte aus Metall bzw. Glas oder einem anderen geeigneten Material wird durch die Feder F und einen entgegenwirkenden federnden Anschlag in Ruhelage vor dem ersten Spektrometerspalt gehalten und bei Erregung des Elektromagneten durch die Drehung des Weicheisenstückes aus dem Strahlengang entfernt, um die Strahlung zur Intensi-



B = 4 Volt Akkumulatorenbatterie
D = Druckknopfausschalter
K = Handkontakt

Abb. 5. Schaltbild

tätsmessung in das Spektrometer eintreten zu lassen. (In der Abb. 4a ist in den beiden verschiedenen Ansichten die Klappe in ihren beiden verschiedenen Lagen gezeichnet.) Ist der Ausschlag des Meßinstrumentes vollendet, unterbricht das Zeitrelais den Elektromagnetstrom der Klappe und diese schließt sich durch die Federkraft; das Meßinstrument kehrt in seine Ruhelage zurück. Inzwischen wird die nächste Wellenlänge eingestellt und der ganze Vorgang der Registrierung eines Ausschlages wiederholt sich.

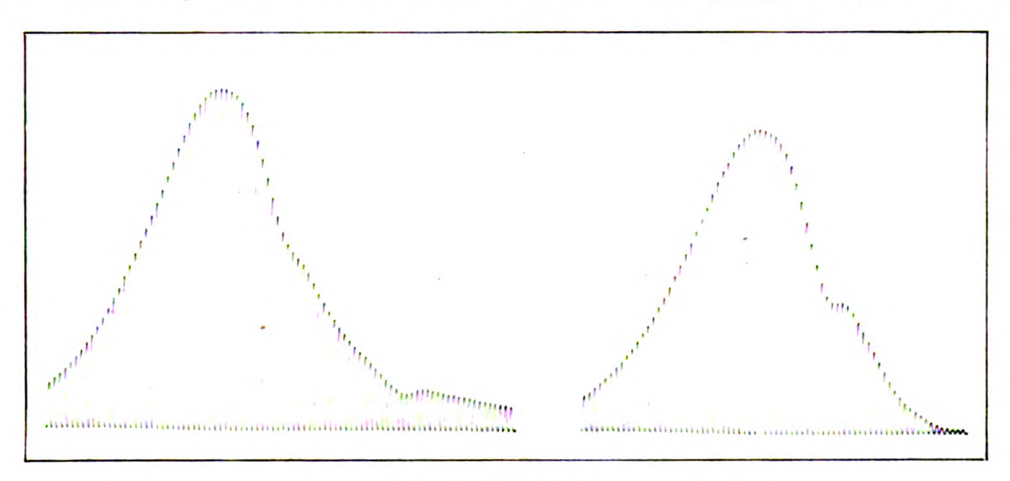


Abb. 6. Spektrogramm

Sämtliche Elektromagnete sind in ihrer Bewicklung so dimensioniert, daß eine Akkumulatoren-

batterie von 4 Volt ohne weiteres die zur Betätigung der Apparate nötigen Stromstärken liefert. Um für alle Schaltorgane dieselbe Batterie benutzen zu können, ist es zweckmäßig, sämtliche Drahtleitungen auf einem kleinen Stöpselschaltbrett zu vereinigen, an das die gemeinsame Spannung gelegt wird, etwa nach Art der ohne weiteres verständlichen Abb. 5. Diese Schaltung hat zugleich den Vorteil, daß man jeden einzelnen Teil der ganzen Apparatur mit Hilfe einer an geeigneter Stelle in das Schaltbrett gestöpselten Leitung mit einem Druck- oder Hebelschalter von Hand ein- und ausschalten kann; da dies besonders bei der Klappe zum Justieren des Spektrometers gelegentlich erforderlich ist, ist hierfür ein besonderer dauernd eingestöpselter Handschalter vorgesehen. Die beim Unterbrechen der Elektromagnetströme induzierten Spannungen ergeben unter Umständen Störungen durch Kriechströme, wenn ein Galvanometer als Meßinstrument benutzt wird. Es ist daher zweckmäßig, jedem Elektromagneten eine möglichst große Kapazität (Telephonkondensatoren) parallel zu schalten.

Ein Beispiel für das technische Arbeiten der Apparatur zeigt Abb. 6 [1]), die eine Aufnahme des Emissionsspektrums eines Nernstbrenners mit einem Steinsalzprisma im Wellenbereich zwischen 1 und 5 μ wiedergibt und zwar einmal direkt, dann bei Einschalten einer 5 mm starken Quarzglasplatte in den Strahlengang. Zur Ermittlung der Wellenlängenverteilung für das Spektrogramm wird nicht die Länge der Abszisse für jeden Punkt benutzt, was einen sehr gleichmäßigen Gang der Registriertrommel erfordern würde, sondern es ist nur nötig, die Einstellung der Spektrometerteiltrommel für den ersten und den letzten registrierten Ausschlag zu notieren; aus der Dispersionskurve des Spektrometers sind dann die Wellenlängen ohne weiteres Punkt für Punkt in das Spektrogramm zu übertragen. Die Abzählung der von der ersten bis zur letzten notierten Trommelstellung registrierten Ausschläge gibt zugleich eine sichere Kontrolle dafür, daß die Apparate einwandfrei gearbeitet haben.

Die Genauigkeit der den Registrierkurven zu entnehmenden relativen Strahlungsintensitäten, wie man sie z. B. zur Berechnung absoluter Absorptions- oder Reflektionswerte aus der reinen Intensität der Strahlungsquelle einerseits und der durch den Absorptions- bzw. Reflexionskörper beeinflußten Strahlung andererseits braucht, ist mindestens ebenso groß, wenn nicht besser, wie die durch visuelle Beobachtung gewonnenen Werte. Den Spektrogrammen kann man die Ausschlagsgrößen mit Genauigkeit von 1—2 Zehntel Millimeter entnehmen; das entspricht bei einer Breite des Registrierpapiers von 12 cm der visuell zu erreichenden Genauigkeit. Bei der hier benutzten Anordnung muß man bei der Aufnahme von Absorptions- oder Reflexionsspektren nacheinander das Emissionsspektrum der benutzten Strahlungsquelle (I_0) einerseits und das absorbierte, bzw. reflektierte Spektrum (I) andererseits für einen größeren Wellenlängenbereich aufnehmen, kann also nicht abwechselnd I_0 und I für jede einzelne Wellenlänge aufnehmen, wobei die Messungen von eventuellen Schwankungen der Strahlungsquelle weniger beeinflußt würden. Eine entsprechende Art und Weise der Registrierung ließe sich zwar durch Konstruktion eines die Reflexions- bzw. Absorptionsplatten automatisch auswechselnden Hilfsapparates erreichen, wird jedoch im allgemeinen nicht erforderlich sein, wenn man nur dafür sorgt, daß die Strahlungsquelle während der ganzen Aufnahmereihe konstant bleibt.

Die Herstellung der Apparate wird von den Askania-Werken, Berlin-Friedenau, Kaiser-Allee 87/88 übernommen.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1929.

(Eingegangen am 18. März 1929)

[1]) Da es hier nur darauf ankommt, das technische Arbeiten der Apparatur zu zeigen, wurde kein besonderer Wert auf große Dispersion gelegt.

Die Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung bei der turbulenten Rohrströmung

Von Ludwig Schiller und Herbert Kirsten

Inhalt: Bedeutung der Geschwindigkeitsverteilung. Versuchsanordnung. Theoretische Ansätze. Bildliche Darstellung der Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung bei abgerundetem und bei scharfem Einlauf. Verhältnis von durchschnittlicher zu Achsengeschwindigkeit. Potenzgesetz der Geschwindigkeits-Verteilung.

Sowohl von theoretischen wie von praktischen Gesichtspunkten aus ist das Studium der turbulenten Rohrströmung eine der wichtigsten Aufgaben für den experimentierenden Hydrodynamiker. Eine genaue Feststellung der Geschwindigkeitsverteilung liefert dem Theoretiker die Grundlage zur Prüfung der theoretischen Ansätze [1]), dem Techniker diejenige für eine sachgemäße Geschwindigkeitsmessung. Ist z. B. das Verhältnis der Maximalgeschwindigkeit zur durchschnittlichen Geschwindigkeit bekannt, so genügt eine Messung der Geschwindigkeit in der Achse des Rohres zur Feststellung der Durchfluß-

[1]) Th. v. Kármán, Über laminare und turbulente Reibung. Z. f. a. M. u. M. **1** (1921), 233; L. Prandtl, Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. Z. f. a. M. u. M. **5** (1925), 136; W. Heisenberg, Über Stabilität und Turbulenz von Flüssigkeitsströmen. Ann. d. Phys. (4) **74** (1924), 576.

mengen. Voraussetzung hierbei ist jedoch stets, daß die Meßstelle sich so weit vom Einlauf entfernt befindet, daß die vom Einlauf her allmählich fortschreitende Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung an der Meßstelle beendigt ist. Aus der Nichtbeachtung dieses Punktes können erhebliche Abweichungen resultieren.[2]) Eine Gewähr für genügende Entfernung der Meßstelle vom Einlauf wird dann gegeben sein, wenn eine zweite genügend weit von der ersten entfernte Meßstelle das gleiche Bild liefert. So hat sich die vorliegende Untersuchung das Ziel gesteckt, die allmähliche Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung über die Anlaufstrecke hin experimentell zu studieren und damit gleichzeitig einen sicheren Anhalt dafür zu gewinnen, von wo an man auf die völlige Ausbildung der endgültigen Geschwindigkeitsverteilung wird rechnen dürfen.

Eine erstmalige theoretische Behandlung des Problems der turbulenten Anlaufströmung liegt vor in einer Arbeit von Latzko: „Der Wärmeübergang an einen turbulenten Flüssigkeits- oder Gasstrom“[3]), in welcher in Abschnitt 7 eine Näherungslösung für das Geschwindigkeitsfeld in der Anlaufstrecke gegeben ist. Es war daher unsere Aufgabe auch, das neugewonnene Versuchsmaterial mit Latzkos Theorie zu vergleichen.

Zur Verwendung kam ein Luftstrom[4]). Ein Ventilator wurde durch Riemenübertragung von einem Gleichstrommotor der Firma Siemens-Schuckert für 220 Volt und 5 PS getrieben (Abb. 1).

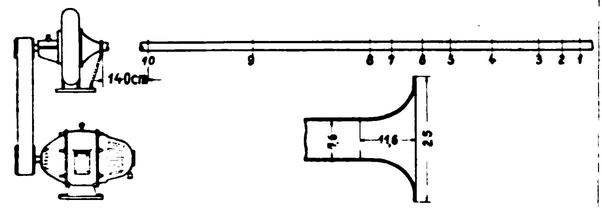


Abb. 1. Meßrohr und Abwendungstrichter

Durch Vorschaltung regulierbarer Widerstände vor Anker und Feld und Verwendung von Akkumulatorenbatterien konnte die Umlaufzahl in weiterem Bereich genügend konstant erhalten werden. An die Saugöffnung des Ventilators war ein innen spiegelnd blankes Messingrohr von 7,6 cm lichter Weite angeschlossen.

Da die Entwicklung der Strömung von der Art des Einlaufs mutmaßlich beeinflußt wurde, war von vornherein zwischen „scharfem Einlauf“ und „abgerundetem Einlauf“ zu unterscheiden. Als letzterer war dem Rohr ein sich nach außen allmählich erweiternder Trichter stumpf aufgesetzt. Man kann die Einströmung durch einen derartigen abgerundeten Einlauf als verhältnismäßig störungsfrei betrachten, während bei scharfrandigem Einlauf Kontraktion und Wirbelablösung, mithin größere Störungen, auftreten.

Die Geschwindigkeitsverteilung wurde aus der Verteilung des Staudruckes über einen Rohrdurchmesser durch ein Pitotrohr ermittelt. Die besten Messungen wurden mit einem Hakenrohr erhalten, das aus einer 2 cm langen Stahlkapillare von 0,05 cm äußerem und ungefähr 0,035 cm innerem Durchmesser bestand, die rechtwinklig in ein dünnes Messingröhrchen von strebenförmigem Profil eingelötet war. Das Versuchsrohr trug an den Stellen 1 bis 10 (Abb. 1) Anbohrungen zum Einsetzen eines Pitotröhrchens. Gegen die Einsatzstelle des Pitotrohrs um 90° versetzt, erhielt das Versuchsrohr eine zweite Anbohrung, an der der statische Druck abgenommen werden konnte. Beide Meßstellen lagen jeweils in einem Querschnitt. Die Drucke wurden mit Mikromanometern gemessen, deren Füllung absoluter Alkohol war. Bei den Messungen mußte bis zu 1 mm Schwankung an der Manometerskala wegen Schwankungen der Geschwindigkeit zugelassen werden, was sich vor allem bei den kleinen Geschwindigkeiten in Wandnähe nicht unerheblich geltend macht.

Nach dem Ergebnis früherer Untersuchungen[5]) war bereits zu erwarten, daß man für den Fall verhältnismäßig störungsfreier Einströmung (ruhige Vorratsluft, abgerundeter Einlauf) zunächst eine — je nach den Verhältnissen kürzere oder längere — Strecke mit laminarer Strömung erhalten würde, worauf dann erst der Umschlag in die turbulente Strömungsform erfolgt. Eine ausgebildete Theorie dieses „laminaren Anlaufs“ ist vorhanden und hat sich in ihren Ergebnissen über den Widerstand in der Anlaufstrecke bereits recht gut bewährt[6]). Sie gestattet auch Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung über jeden beliebigen Querschnitt der Anlaufstrecke.[7]) Sehr verwandt mit ihren Grundannahmen (beide fußen auf der Prandtlschen Grenzschichthypothese) ist die schon oben erwähnte, ungefähr gleichzeitig entstandene Theorie der „turbulenten Anlaufströmung“ von Latzko. Beide

[2]) Ein Vergleich der im folgenden wiedergegebenen Verteilungskurven mit den von H. Lorenz, Phys. Z. **27** (1926), 533 wiedergegebenen Messungen läßt z. B vermuten, daß die Lorenzschen Bilder im „Anlaufstadium“ aufgenommen worden sind (evtl. spricht dort auch Rauhigkeit noch mit).

[3]) H. Latzko, Z. f. a. M. u. M. **1** (1921), 268.

[4]) Näheres über die Versuche, auch weitere Versuchsergebnisse, siehe in der Leipziger Dissertation von H. Kirsten, Experimentelle Untersuchung der Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung bei der turbulenten Rohrströmung. Weida i. Thür. 1927.

[5]) L. Schiller, Neue Versuche zum Turbulenzproblem. Phys. Z. **25** (1924), 541.

[6]) L. Schiller, Untersuchungen über laminare und turbulente Strömung. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens, Heft **248**, (1922).

[7]) Vgl. dazu L. Schiller, Fußn. 6, und Dissert. Kirsten, 24 ff.

Theorien gehen aus von einer im Einlauf über den Querschnitt konstanten Geschwindigkeit, d. h. zunächst verschwindend dünner Grenzschicht. Unter der Einwirkung der von der Wand ausgehenden Reibung wächst diese Grenzschicht unter allmählicher Verdrängung der Potentialströmung des Kerns an, bis sie am Ende der Anlaufstrecke den ganzen Querschnitt erfüllt. Damit ist dann die endgültige Geschwindigkeitsverteilung erreicht. In der Entwicklungsstrecke wird angenommen, daß der aus der Bernoullischen Gleichung für die Potentialströmung des Kerns sich ergebende Druck sich der Grenzschicht aufprägt und der sich so ergebende Druckabfall jeweils im Gleichgewicht steht mit Impulsänderung und Reibungskraft. Dazu kommt bei Latzko noch die spezielle Annahme, daß auch in der Anlaufstrecke bereits das im Endstadium gültige 7tel-Potenzgesetz der Geschwindigkeitsverteilung für die Grenzschicht gültig sei.

Die Abb. 2a—k und 3a—e zeigen die Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung längs der

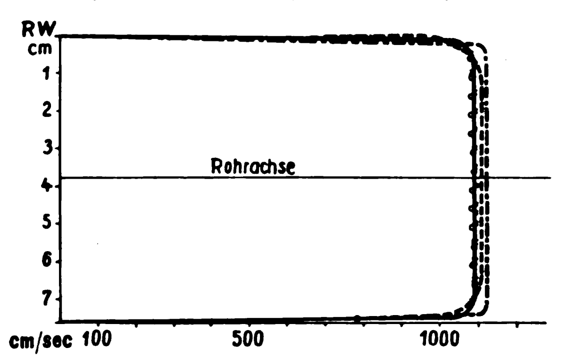


Abb. 2. Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung bei abgerundetem Einlauf

Rey = 28800, $\bar{v}$ = 1069 cm/sec, d = 7,6 cm

——— Experimente, —·—·— Schiller, — — — Latzko

a) Meßstelle 1, rel. Anlauflänge x/d = 2,21

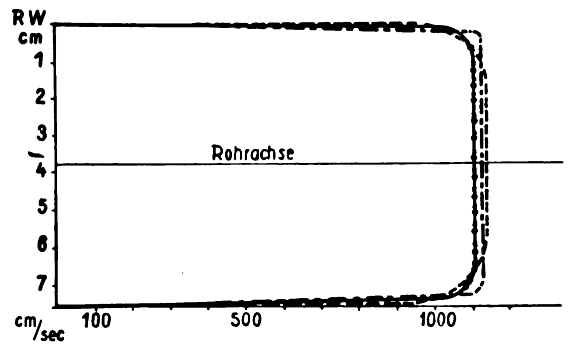


Abb. 2b. Meßstelle 2, rel. Anlauflänge x/d = 4,18

Anlaufstrecke. Als Abszisse sind die Geschwindigkeiten in cm/sec und als Ordinaten die Abstände der Meßpunkte von der einen Rohrwand in cm aufgetragen. Abb. 2 wurde mit abgerundetem, Abb. 3 mit scharfem Einlauf erhalten[8]). Zum direkten Vergleich mit den Theorien von Schiller und von Latzko sind die theoretischen Verteilungen an verschiedenen Profilen mit eingetragen.

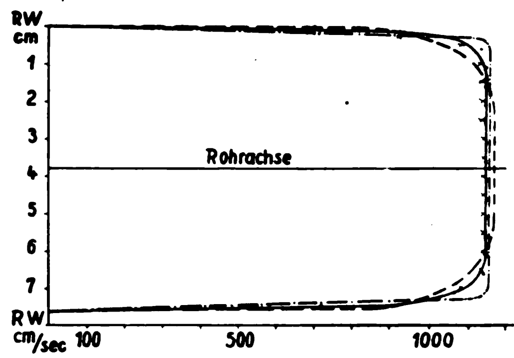


Abb. 2c. Meßstelle 3, rel. Anlauflänge x/d = 6,81

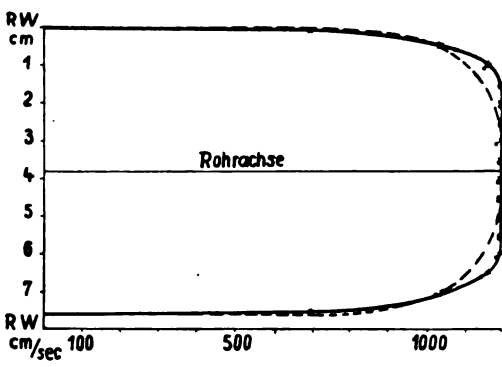


Abb. 2d. Meßstelle 4, rel. Anlauflänge x/d = 12,08

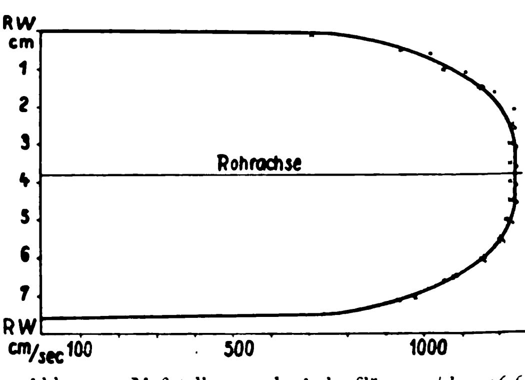


Abb. 2e. Meßstelle 5, rel. Anlauflänge x/d = 16,68

Für den Vergleich der Profile an den einzelnen Meßstellen untereinander ist es wichtig, daß die zu verschiedenen Zeiten ausgeführten Messungen bei konstanten Bedingungen aufgenommen werden. Dies ließ sich prüfen, indem die Durchflußmenge aus den Verteilungen der Geschwindigkeit graphisch ermittelt wurde, d. h. es wurde das

[8]) Zahlreiche weitere Versuchsergebnisse siehe in der Dissertation von Kirsten.

Integral $2\pi\int_0^r v\,r\,d\,r$, wobei v die örtliche Geschwindigkeit und r den Abstand von der Rohrachse bedeutet, für jede Meßstelle ausgewertet.

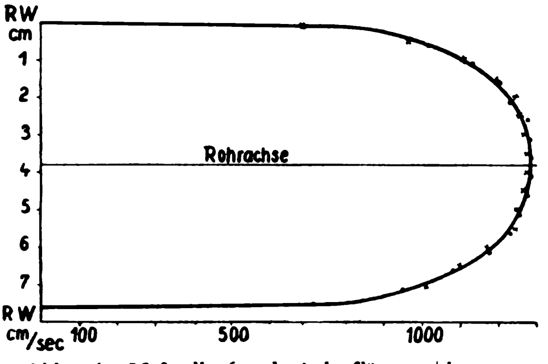


Abb. 2f. Meßstelle 6, rel. Anlauflänge x/d = 19,31

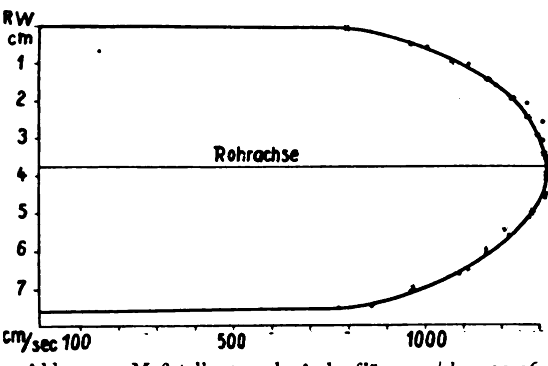


Abb. 2g. Meßstelle 7, rel. Anlauflänge x/d = 23,26

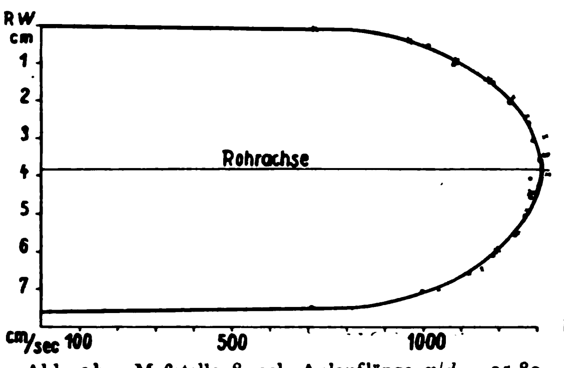


Abb. 2h. Meßstelle 8, rel. Anlauflänge x/d = 25,89

Die maximale Abweichung vom Mittelwert betrug dabei bis zu $\pm 4\%$. Die Reynoldssche Zahl $\frac{\bar{v} \cdot r}{\nu}$ der in Abb. 2 und 3 dargestellten Strömungen war 28800. Entsprechende Messungen wurden noch bei verschiedenen anderen Reynoldsschen Zahlen im Bereich von 11000 bis 50000 ausgeführt. Das allgemeine Bild der Entwicklung war dabei genau das gleiche. Die Profile für abgerundeten Einlauf entwickeln sich aus einem gleichmäßig über den ganzen Querschnitt verteilten Geschwindigkeitsbild, während bei scharfem Einlauf die Verteilungen am Anfang auf starke Kontraktion und Ablösung unter Wirbelbildung schließen lassen. Beide Entwicklungen sind anfänglich gänzlich verschieden, liefern jedoch im Endzustand vollkommen ähnliche Verteilungen.

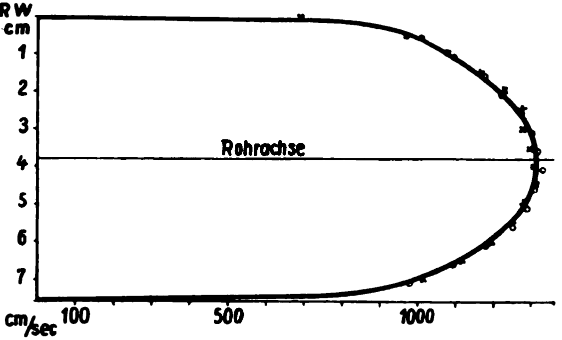


Abb. 2i. Meßstelle 9, rel. Anlauflänge x/d = 39,05

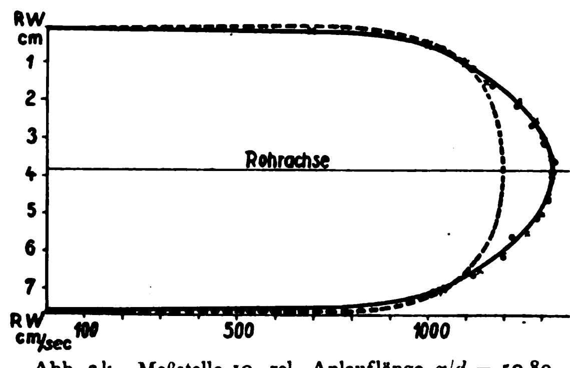


Abb. 2k. Meßstelle 10, rel. Anlauflänge x/d = 50,89

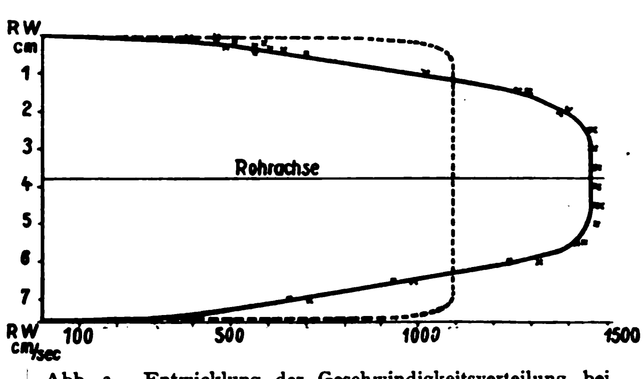


Abb. 3. Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung bei scharfrandigem Einlauf

Rey = 28800, $\bar{v}$ = 1069 cm/sec, d = 7,6 cm

——— Experiment, — — — — Latzko

a) Meßstelle 1, rel. Anlauflänge x/d = 1,32

Vergleicht man die in der Versuchsserie Abb. 2 eingetragenen experimentellen und theoretischen Verteilungen miteinander, so sieht man, daß an den ersten Meßstellen die laminar-theoretischen

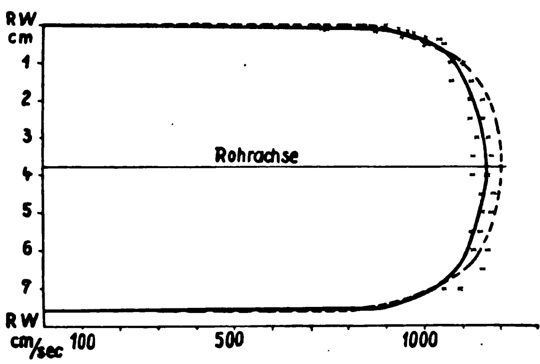


Abb. 3b. Meßstelle 4, rel. Anlauflänge $x/d = 11,18$

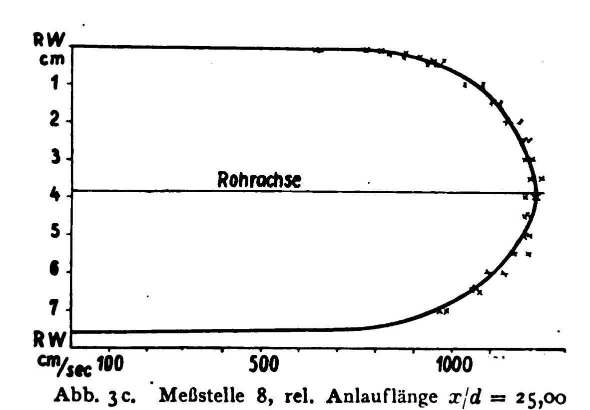


Abb. 3c. Meßstelle 8, rel. Anlauflänge $x/d = 25,00$

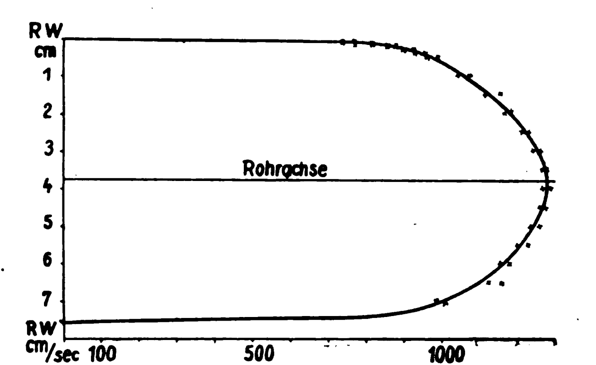


Abb. 3d. Meßstelle 9, rel. Anlauflänge $x/d = 38,17$

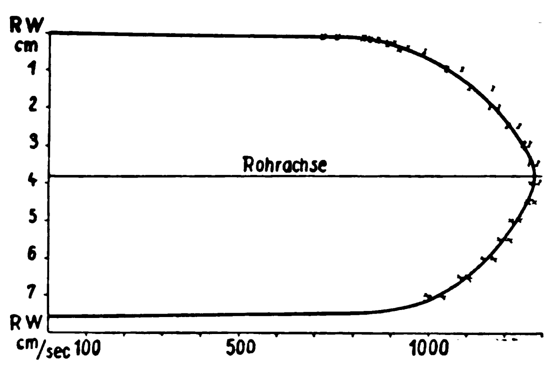


Abb. 3e. Meßstelle 10, rel. Anlauflänge $x/d = 50,00$

Verteilungen (Schiller) den experimentellen ziemlich nahe kommen. Aber auch die Latzko-Kurven liegen gut, so daß hieraus noch kein Entscheid zu treffen ist, ob die Strömung in diesen Anfangsstadien laminar oder turbulent ist. Dies wird erst durch eine genauere Betrachtung des Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe (s. u.!) ermöglicht. Was die weitere Entwicklung der Verteilung anlangt, so geht die Entwicklung nach Latzko viel schneller dem Endprofil zu als das Experiment. Wie stark diese Diskrepanzen sind, zeigt die nachfolgende Tabelle 1, die die Anlaufstrecken nach Theorie uud Experiment für acht verschiedene Versuchsreihen wiedergibt.

Tabelle 1

R	Relative Anlaufstrecke $\frac{x}{d}$ nach Latzko	Relative Anlaufstrecke $\frac{x}{d}$ nach Experiment
11470	8,27	>51,0
28800	10,41	30,0
43720	11,55	39,0
9530	7,90	>40,0
10170	8,03	>50,0
28800	10,41	>50,0
50490	11,98	>50,0
27130	10,25	>50,0

Betreffs der Form des Endprofils lehrt Abb. 2k und Abb. 3b zusammen mit 3e, daß das aus dem Latzkoschen Ansatz zu entnehmende Geschwindigkeitsprofil entschieden in der Mitte zu sehr abgerundet ist. Das experimentelle Profil ist erheblich spitziger. Wenn letzterem Umstand auch durch eine Abänderung in Latzkos Ansatz für die Geschwindigkeitsverteilung abzuhelfen wäre, so scheint es doch für eine bessere Anpassung der ganzen theoretischen Entwicklung an die Wirklichkeit nötig, die Theorie erheblich abzuändern. Eine Entwicklung einer turbulenten Grenzschicht von der Dicke Null an bis zur Erfüllung des Querschnitts gibt es eben in Wirklichkeit nicht. Entweder hat man störungsfreie Einströmung (abgerundeten Einlauf usw.), dann hat man zunächst eine Laminarstrecke (s. u.!), in der die Grenzschicht bereits laminar eine gewisse Dicke erreicht, und dann Umschlag der Grenzschicht in Turbulenz, oder man hat etwa scharfen Einlauf, so hat man dort bereits kräftige Ablösung und infolgedessen auch sofort ganz andere Verhältnisse, als der Latzkoschen Theorie zugrunde liegen.

Aus dem schon in der Einleitung angeführten Grunde hat man sich von jeher besonders für das Verhältnis mittlere Geschwindigkeit durch Geschwindigkeit in der Rohrachse $\frac{\bar{v}}{v_{max}}$ interessiert. Die besten (d. h. mit langen Anlaufstrecken ausgeführten) aus der Literatur bekannten Messungen

Tabelle 2

$\frac{\bar{v}}{v_{max}}$ als Funktion von $\frac{x}{d}$

Reynoldssche Zahl	Abgerundeter Einlauf								Scharfer Einlauf									
	11470		28800		43720		9530		10170		28800		50490		27130		23300	
	x/d	$\bar{v}/v_{max}$	x/d	$\bar{v}/v_{max}$	x/d	$\bar{v}/v_{max}$	x/d	$\bar{v}/v_{max}$	x/d	$\bar{v}/v_{max}$	x/d	$\bar{v}/v_{max}$	x/d	$\bar{v}/v_{max}$	x/d	$\bar{v}/v_{max}$	x/d	$\bar{v}/v_{max}$
	2,21	0,952	2,21	0,980	2,21	0,975	1,32	0,962	1,32	(0,656)[9]	1,32	(0,727)	1,32	(0,758)	1,32	(0,702)	100,00	0,792
	4,18	—	4,18	0,954	4,18	0,960	3,29	0,917	3,29	—	3,29	—	3,29	—	3,29	—	135,00	0,792
	6,81	0,946	6,81	0,937	6,81	0,943	5,92	—	5,92	(0,811)	5,92	—	5,92	(0,917)	5,92	(0,860)	—	—
	12,08	—	12,08	0,906	12,08	0,887	11,18	—	11,18	—	11,18	(0,917)	11,18	—	11,18	—	—	—
	16,68	0,886	16,68	0,865	16,68	0,865	15,79	0,889	15,79	(0,857)	15,79	—	15,79	(0,952)	15,79	(0,868)	—	—
	19,31	—	19,31	0,835	19,31	—	19,08	—	19,08	—	19,08	—	19,08	—	19,08	—	—	—
	23,26	—	23,26	0,814	23,26	—	22,37	0,856	22,37	—	22,37	—	22,37	—	22,37	—	—	—
	25,89	—	25,89	0,806	25,89	0,820	25,00	—	25,00	—	25,00	0,880	25,00	0,864	25,00	0,835	—	—
	39,05	0,841	39,05	0,806	39,05	0,809	38,17	0,836	38,17	0,848	38,17	0,835	38,17	0,865	38,17	0,839	—	—
	50,89	0,824	50,89	0,804	50,89	—	50,00	—	50,00	0,824	50,00	0,835	50,00	—	50,00	0,815	—	—

[9]) Die eingeklammerten Werte in Nähe des Einlaufs sind nicht maßgebend, da wegen der Ablösung keine zuverlässigen Geschwindigkeitsmessungen möglich sind.

weisen darauf hin, daß der Wert für diesen Quotienten bei 0,80 bis 0,84 liegen muß. Auch neue Messungen am Walchenseewerk ergaben nach einer Mitteilung von Herrn Ott den Wert 0,80 bis 0,83. Die Entwicklung des Quotienten innerhalb der Anlaufstrecke nach unseren Messungen zeigt Tabelle 2.

Man sieht aus ihr, daß sich für das Ende des Rohres beim abgerundeten Einlauf eine Annäherung an $\frac{\bar{v}}{v_{max}} = 0{,}80$ ergibt, während die Werte für scharfen Einlauf und gleiche relative Anlaufstrecke höher liegen. Bei einer Anlaufstrecke von 100 und 135 Durchmessern ergibt sich für den scharfen Einlauf 0,792, ein Wert, der sich also von $x/d = 100$ an nicht mehr ändert. Unter der Voraussetzung, daß $\frac{\bar{v}}{v_{max}} = 0{,}8$ allgemein den Endzustand der Entwicklung darstellt, kann man vielleicht aus den Werten der Tab. 2 folgern, daß für abgerundeten Einlauf die Länge der Anlaufstrecke mit dem Steigen der Reynoldsschen Zahlen abnimmt, während für den scharfen Einlauf das Umgekehrte der Fall ist. Man kann sich das so erklären: Mit steigender Reynoldsscher Zahl verkürzt sich die beim störungsfreien Einlauf zunächst vorhandene Laminarströmung (s. u.), sind dagegen die Einlaufstörungen groß (scharfer Einlauf), dann werden mit steigender Reynoldsscher Zahl die Einlaufstörungen und damit die Anlaufstrecken größer.

Mit Ausnahme der zweiten und dritten Meßreihe, die bei einer relativen Anlaufstrecke von $x/d = 40$ anscheinend schon das Endprofil erreicht haben, geht die Entwicklung der Profile bis zu einer Anlaufstrecke, die zwischen $x/d = 50$ und $x/d = 100$ liegen muß. Gemäß der letzten Meßreihe dürfte das Endprofil im allgemeinen bei $x/d = 100$ erreicht sein. Um sicher zu gehen, wird man jedenfalls gut tun, für Messungen an turbulenten Strömungen stets mindestens eine Anlaufstrecke von $x/d = 100$ vorzuschalten.

B. G. van der Hegge Zijnen[10]) hat die Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung an einer gut zugespitzten Platte gemessen, die von einem Luftstrom im Windkanal angeströmt wurde. Dabei wurde festgestellt, daß der erste Teil der Anlaufstrecke laminaren Gesetzen gehorcht. Die Umschlagstelle von laminarer Strömung der Grenzschicht in turbulente konnte aus dem Verlauf des Geschwindigkeitsgradienten an der Rohrwand bestimmt werden; es ergab sich $\frac{\bar{v} \cdot \delta_{kr}}{\nu} = 3000$

[10]) B. G. van der Hegge Zijnen, Measurements of the Velocity in the Boundary Layer along a plane Surface. Delft 1924 (Mededeeling Nr. 6 uit het Laboratorium voor Aerodynamica der Technische Hoogeschool te Delft).

(δ_{kr} = Grenzschichtdicke an der Umschlagstelle). Da eine Platte auch als ein Rohrteil mit dem Radius ∞ aufzufassen ist, muß eine ähnliche Entwicklung auch an Rohren auftreten. Tatsächlich ist dies auch durch Schiller[11]) bereits früher durch Verfolgung des Druckabfalls in der Anlaufstrecke festgestellt worden.

Aus unserem neuen Versuchsmaterial zeigt Abb. 4 das Ergebnis von Messungen der Geschwindigkeit in Wandnähe (0,1 cm Wandabstand) als Funktion der Anlauflänge bei abgerundetem Einlauf, daneben den entsprechenden Geschwindigkeitsverlauf nach der Laminartheorie (Schiller) und den nach Latzko. Aus der anfänglichen sehr guten

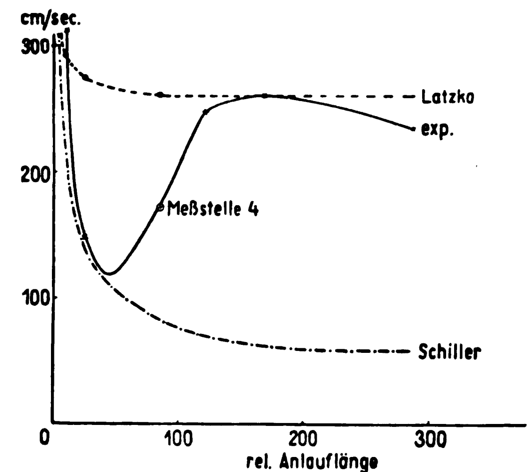


Abb. 4. Geschwindigkeit in Wandnähe (Wandabstand 0,1 cm) als Funktion der Anlauflänge
Rey = 9530, $\bar{v}$ = 351 cm/sec, d = 7,6 cm
– – – Experiment, —·—·— Schiller, ——— Latzko

Übereinstimmung mit der Laminartheorie ist zu schließen, daß wir tatsächlich im Anfang eine rein laminare Strömung haben. Für die Umschlagstelle ergibt sich in guter Übereinstimmung mit den oben genannten anderweitigen Messungen $\frac{\bar{v}\cdot\delta_{kr}}{\nu} \cong 3000$.

Prandtl und von Kármán[12]) haben Überlegungen angestellt, die gestatten, aus dem Blasiusschen Widerstandsgesetz

$$\Delta p = \lambda \cdot \frac{l}{r} \cdot \frac{\varrho \bar{v}^2}{2} \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{0{,}1582}{\sqrt[4]{2R}}$$

auf die Geschwindigkeitsverteilung Schlüsse zu ziehen, und haben gefunden, daß für nicht zu große Entfernung von der Rohrwand die Geschwindigkeit proportional der $^1/_7$-Potenz des Wandabstands sich ergibt. Die logarithmische Auftragung[13]) der von uns gemessenen Verteilungen bestätigte, daß bei den von uns untersuchten Reynoldsschen Zahlen von 10000 bis 50000 im Endzustand die Geschwindigkeit proportional der $^1/_7$-Potenz des Wandabstands ist. In der Anlaufstrecke ist das $^1/_7$-Gesetz im ersten Teil nicht, dagegen in dem folgenden größeren Teil recht gut erfüllt. Die Entwicklung des Exponenten nach $^1/_7$ hin ist verschieden, je nach den Einlaufbedingungen. Bei dem abgerundeten Einlauf ist der erste Teil der Anlaufströmung laminar, d. h. der Exponent der Verteilung in Wandnähe $\cong 1$, während bei scharfem Einlauf die Laminarströmung verschwindet und sich im ersten Teil der Anlaufstrecke kleinere Exponenten als $^1/_7$ ergeben.

Gegenüber unserem Resultat des $^1/_7$-Gesetzes für das fertige Profil findet Dönch[14]), allerdings bei erheblich höherer Reynoldsscher Zahl (200000) ein $^1/_8$-Gesetz gut bestätigt, und zwar in guter Übereinstimmung mit entsprechender Abweichung des Widerstandes vom Blasiusschen Gesetz. Beides könnte allerdings im Zusammenhang mit zu kurzer Anlauflänge stehen, zumal die Abweichungen im Widerstandsgesetz nach Dönch schon bei $R = 16000$ beginnen. Hierüber erscheinen weitere Versuche geboten.

Zusammenfassung

Bilder werden der Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung über den Rohrquerschnitt in der „Anlaufstrecke" bei turbulenter Strömung mitgeteilt. Das endgültige Profil ist nach etwa 50—100 Durchmessern erreicht und charakterisiert durch $\frac{\bar{v}}{v_{max}} = 0{,}80$. Die Theorie von Latzko liefert, etwa im Verhältnis 1 : 5, zu kurze Anlauflängen. Bei störungsfreiem Einlauf ergibt sich zunächst ein Stück laminarer Strömung, deren Geschwindigkeitsverteilung in guter Übereinstimmung mit Schillers laminarer Anlauftheorie steht. Für Rey = 10000 bis 50000 ist das $^1/_7$-Potenzgesetz der Geschwindigkeitsverteilung gut bestätigt.

Leipzig, Abteilung für angew. Mech. u. Thermodyn. des Physik. Instit., 11. August 1928.

[11]) L. Schiller, Grenzschichtdicke und kritische Zahl. Phys. Z. **26**, (1925), 64.
[12]) v. Kármán, l. c.
[13]) Vgl. die Dissertation von Kirsten.
[14]) F. Dönch, Divergente und konvergente turbulente Strömungen mit kleinen Öffnungswinkeln. Forschungsarb. a. d. Gebiet d. Ingenieurwes. Heft 282, (1926).

(Eingegangen am 13. August 1928)

Zur Berechnung der Eigenschwingungszahlen ebener und räumlicher Stabwerke

Von Willy Prager, Darmstadt

1. Bekannte Berechnungsarten

Die Frage nach einer zweckmäßigen Berechnungsart der Eigenschwingungszahlen von Tragwerken ist in den letzten Jahren hauptsächlich im Hinblick auf Dampfturbinenfundamente mehrfach erörtert worden. In der Praxis sind heute noch ziemlich rohe Faustformeln im Gebrauch[1]), jedoch wurde in letzter Zeit von verschiedenen Seiten darauf hingewiesen, daß die Genauigkeit dieser Formeln vielfach sehr unbefriedigend ist[2]) und daß die Oberschwingungen sich auf diesem Wege überhaupt nicht bestimmen lassen.[3]) Ein brauchbares graphisches Verfahren wurde von Ehlers[4]) angegeben; es setzt die Kenntnis der ungefähren Form der Schwingungen voraus und liefert die Frequenzen der Grundtöne verhältnismäßig rasch. Bei der Ermittlung von Oberschwingungen wird das Verfahren jedoch im allgemeinen versagen, da hier die Mannigfaltigkeit der Schwingungsformen viel größer ist und daher nur in seltenen Fällen im voraus die ungefähre Form der Schwingung angegeben werden kann. Auch berücksichtigt das Ehlerssche Verfahren nur die Transversalschwingungen und nicht die gleichzeitig auftretenden Longitudinalschwingungen, wodurch erhebliche Fehler entstehen können.

2. Aufstellung der Frequenzgleichung nach Reissner

Ein zwar umständliches aber theoretisch befriedigenderes Verfahren zur Bestimmung der Schwingungszahlen beliebiger Tragwerke hat Reissner[5]) entwickelt; es möge hier an einem einfachen Beispiel erläutert werden (Abb. 1). Die Differentialgleichung der freien Transversalschwingungen eines prismatischen Stabes lautet unter Vernachlässigung der Glieder, die von der Drehung der Stabelemente und von etwa vorhandenen Axialkräften herrühren:

$$\mu \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + EJ \cdot \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = 0,$$

Abb. 1. Zu den Transversalschwingungen eines prismatischen Stabes

wo y die Auslenkung der Stabachse an der Stelle x und zurzeit t ist, μ die Masse je Längeneinheit des Stabes, E den Elastizitätsmodul des Stabmaterials und J das Trägheitsmoment des Stabquerschnitts bedeutet. Eine Lösung dieser Gleichung ist:

$$y = \cos pt \cdot \{a \cos mx + b \sin mx + c\, \mathfrak{Cof}\, mx + d\, \mathfrak{Sin}\, mx\}$$

mit

$$m = \sqrt[4]{p^2 \cdot \frac{\mu}{EJ}}.$$

Hierin ist p die noch unbekannte Kreisfrequenz der Schwingungen und a, b, c, d sind Integrationskonstanten. In unserem Beispiel gilt eine solche Gleichung für beide Teile l_1 und l_2 des Balkens, so daß insgesamt acht Integrationskonstanten und der für beide Teile gleiche Wert p als Unbekannte auftreten. Zur Berechnung der Integrationskonstanten stehen die folgenden Rand- und Übergangsbedingungen zur Verfügung:

$$y_A = 0 \quad (1)$$

$$y_A' = 0 \quad (2)$$

$$y_B = 0 \quad (3)$$

$$y_C = 0 \quad (4)$$

$$y_B' = y_C' \quad (5)$$

$EJ_1\, y_B'' = EJ_2\, y_C''$ (Gleichheit der von links und rechts übertragenen Biegemomente) (6)

$$y_D = 0 \quad (7)$$

$EJ_2\, y_D'' = 0$ (Verschwindendes Biegemoment) (8)

Diese Gleichungen sind in bezug auf die Integrationskonstanten linear und homogen. Damit von Null verschiedene Werte der Integrationskonstanten existieren, muß die Determinante der Koeffizienten verschwinden. Diese Bedingung liefert eine von den Integrationskonstanten freie transzendente Gleichung, deren Wurzeln die Schwingungszahlen bestimmen.

---

[1]) J. Geiger, Berechnung der Schwingungserscheinungen an Turbodynamos. Zeitschr. d. V. D. I. **66** (1922), 667 und **67** (1923), 287.

[2]) E. Rausch, Berechnung von Dampfturbinenfundamenten. Beton und Eisen **27** (1928), 396. — W. Prager, Die Berechnung der Eigenschwingungen von Rahmenfundamenten. Bauingenieur **8** (1927), 139.

[3]) W. Prager, Die Eigenschwingungen von Rahmenfundamenten. Zeitschr. f. techn. Physik **9** (1928), 223.

[4]) J. Ehlers, Die Berechnung der Schwingungen von Turbinenfundamenten. Festschrift von Wayss und Freytag, Verlag Wittwer, Stuttgart.

[5]) H. Reissner, Schwingungsaufgaben aus der Theorie des Fachwerks. Zeitschr. f. Bauwesen **53** (1903), 135.

Das geschilderte Verfahren ist von Reissner zur Begründung eines Näherungsverfahrens zur Berechnung von Fachwerksschwingungen herangezogen, von Kaufmann[6] auf durchlaufende Träger und vom Verfasser[7]) auf Fundamentrahmen angewendet worden. Es führt schon bei verhältnismäßig einfachen Systemen zu umständlichen Rechnungen. Will man neben den Transversalschwingungen noch Longitudinalschwingungen oder bei räumlichen Systemen Torsionsschwingungen berücksichtigen, so gestaltet sich die Rechnung äußerst unübersichtlich.

3. Einführung neuer Hilfsgrößen

In Anlehnung an eine Arbeit von Smith[8]) soll daher im folgenden versucht werden, durch Einführung zweckmäßiger Hilfsgrößen an Stelle der Integrationskonstanten die Aufstellung der Frequenzbedingung zu vereinfachen. Die Rand- und Übergangsbedingungen enthalten in der Regel neben y und y' auch das Biegemoment

$$M = -E \cdot J \cdot y''$$

und die Querkraft

$$Q = -E \cdot J \cdot y'''.$$

Daher sollen an Stelle der Integratoinskonstantennandere Werte eingeführt werden, die in unmittelbarer Beziehung zu diesen Größen stehen:

$$e_A = \frac{y_A''}{m \cdot y_A'}, \quad f_A = \frac{y_A'''}{m^3 \cdot y_A}$$

$$e_B = \frac{y_B''}{m \cdot y_B'}, \quad f_B = \frac{y_B'''}{m^3 \cdot y_B}$$

wo A und B die beiden Enden eines Stababschnitts bedeuten (Abb. 2). Drückt man diese Werte durch die Integrationskonstanten und die

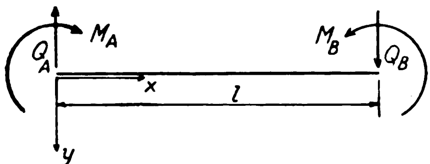


Abb. 2. Bedingungen an den Enden eines Stababschnittes

Kreis- und Hyperbelfunktionen von ml aus, so erhält man Gleichungen, die in bezug auf die Integrationskonstanten linear und homogen sind, durch Nullsetzen der Koeffizientendeterminante erhält man die Beziehung[9]):

$$\left.\begin{aligned}
& e_B f_B \{ e_A f_A (\mathfrak{C}c - 1) + e_A (\mathfrak{C}s + \mathfrak{S}c) \\
& \qquad - f_A (\mathfrak{C}s - \mathfrak{S}c) + \mathfrak{C}c + 1 \} \\
& - e_B \{ e_A f_A (\mathfrak{C}s + \mathfrak{S}c) + e_A \cdot 2\,\mathfrak{S}s \\
& \qquad + f_A \cdot 2\,\mathfrak{C}c + \mathfrak{C}s + \mathfrak{S}c \} \\
& + f_B \{ e_A f_A (\mathfrak{C}s - \mathfrak{S}c) - e_A \cdot 2\,\mathfrak{C}c \\
& \qquad + f_A \cdot 2\,\mathfrak{S}s + \mathfrak{C}s - \mathfrak{S}c \} \\
& + e_A f_A (\mathfrak{C}c + 1) + e_A (\mathfrak{C}s + \mathfrak{S}c) \\
& \qquad - f_A (\mathfrak{C}s - \mathfrak{S}c) + \mathfrak{C}c - 1 = 0
\end{aligned}\right\} \quad (I)$$

Dies ist eine Beziehung zwischen den Werten e und f für die beiden Stabenden und der von der Frequenz abhängigen Größe ml. Biegemoment und Querkraft lassen sich durch die Werte e und f leicht ausdrücken:

$$\left.\begin{aligned}
M &= -E \cdot J \cdot y'' = -mEJy' \cdot e \\
&= -\frac{p}{m}\sqrt{\mu EJ} \cdot y' \cdot e \\
Q &= -EJ \cdot y''' = -m^3 EJy \cdot f \\
&= -mp\sqrt{\mu EJ} \cdot y \cdot f
\end{aligned}\right\} \quad (Ia)$$

Besonders einfach gestaltet sich die Anwendung der Gleichung (I), wenn die e- und f-Werte für beide Stabenden bekannt sind. So ist z. B. für einen an beiden Enden eingespannten Balken

$$y_A = y_B = y_A' = y_B' = 0$$

und infolgedessen

$$e_A = e_B = f_A = f_B = \infty.$$

Von der ganzen Gleichung (I) braucht nur das Glied beibehalten zu werden, das das Produkt $e_A f_A e_B f_B$ enthält, da alle anderen Glieder dagegen verschwinden. Man erhält die Frequenzbedingung:

$$\mathfrak{Cof}\, ml \cos ml - 1 = 0$$

mit den bekannten Wurzeln:

$$ml = 4{,}730;\ 7{,}853;\ 10{,}996;\ 14{,}137;\ \ldots$$

aus denen die Kreisfrequenzen

$$p = m^2 \sqrt{\frac{EJ}{\mu}}$$

und die Schwingungszahlen je Minute

$$n = \frac{60 \cdot p}{2\pi}$$

berechnet werden können.

---

[6]) W. Kaufmann, Über Biegungsschwingungen stabförmiger Träger. Zeitschr. f. angew. Math. und Med. **2** (1922), 34.

[7]) Vergl. Anm. 2 nnd 3.

[8]) Smith, The transverse vibrations of uniform beams. Engineering **120** (1925), 808.

[9]) Der Kürze und Übersichtlichkeit der Gleichungen wegen sei es gestattet die Produkte von Kreis- und Hyperbelfunktionen des gleichen Argumentes durch die entsprechenden Anfangsbuchstaben zu bezeichnen; ist kein Argument angegeben, so ist ml als solches zu ergänzen, Indizes beziehen sich auf das nicht mitgeschriebene Argument. Es bedeutet also z. B.:

$$\mathfrak{C}c = \mathfrak{Cof}\, ml \cdot \cos ml$$
$$\mathfrak{C}s_1 = \mathfrak{Cof}\, m_1 l_1 \cdot \sin m_1 l_1$$
$$\mathfrak{S}c_2 = \mathfrak{Sin}\, m_2 l_2 \cdot \cos m_2 l_2 \text{ usw.}$$

4. Beispiel

Aber auch in weniger elementaren Fällen wird die Aufstellung der Frequenzbedingung wesentlich vereinfacht. Für das oben behandelte Beispiel (Abb. 1) folgt aus Gl. (1), (3), (4) und (7):

$$f_A = f_B = f_C = f_D = \infty$$

aus Gl. (2):

$$e_A = \infty,$$

und aus Gl. (8):

$$e_D = 0.$$

Gl. (6) kann geschrieben werden in der Form:

$$m_1 E J_1 y_B' \cdot e_B = m_2 E J_2 y_C' \cdot e_C$$

und geht wegen Gl. (5) über in:

$$m_1 J_1 \cdot e_B = m_2 J_2 \cdot e_C$$

oder

$$e_C = \frac{m_1}{m_2} \frac{J_1}{J_2} e_B = \frac{J_1}{J_2} \sqrt[4]{\frac{\mu_1 J_2}{\mu_2 J_1}} \cdot e_B. \qquad (6a)$$

Schreibt man die Gl. (I) für die Intervalle AB und CD an, so erhält man:

$$e_B(\mathfrak{Cc}_1 - 1) + \mathfrak{Cs}_1 - \mathfrak{Sc}_1 = 0$$

und

$$e_C(\mathfrak{Cs}_2 - \mathfrak{Sc}_2) + 2\,\mathfrak{Ss}_2 = 0.$$

Unter Berücksichtigung der Gl. (6a) ergibt sich somit die Frequenzbedingung:

$$\frac{\mathfrak{Cs}_1 - \mathfrak{Sc}_1}{\mathfrak{Cc}_1 - 1} = \frac{J_2}{J_1} \sqrt[4]{\frac{\mu_2 J_1}{\mu_1 J_2}} \cdot \frac{2\,\mathfrak{Ss}_2}{\mathfrak{Cs}_2 - \mathfrak{Sc}_2}.$$

Während bei der Rechnung nach Reissner acht unbekannte Integrationskonstanten auftreten, sind nach dem neuen Verfahren nur zwei Unbekannte (e_B und e_C) zu bestimmen.

5. Berücksichtigung von Longitudinalschwingungen

Sollen außer den Transversalschwingungen noch Longitudinalschwingungen berücksichtigt werden, so muß das Verfahren folgendermaßen erweitert werden. Bezeichnet u die Verschiebung in Richtung der Stabachse (x-Achse) und F den Stabquerschnitt, so lautet die Differentialgleichung für die freien Longitudinalschwingungen:

$$\mu \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - EF \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0.$$

Eine Lösung ist:

$$u = \cos pt\{a \cos nx + b \sin nx\}$$

mit

$$n = p\sqrt{\frac{\mu}{EF}}.$$

Auch hier werden an Stelle der Integrationskonstanten a und b zweckmäßig die folgenden Werte eingeführt, die in unmittelbarem Zusammenhang mit der Verbindung u und der Axialkraft N stehen:

$$g_A = \frac{u_A'}{n \cdot u_A}, \quad g_B = \frac{u_B'}{n \cdot u_B}.$$

Zwischen diesen beiden Größen besteht eine der Gl. (I) entsprechende Beziehung:

$$g_A g_B \sin nl - (g_A - g_B) \cos nl + \sin nl = 0 \qquad \text{(II)}$$

und die Axialkraft ist gegeben durch:

$$N = nEFug = p\sqrt{\mu EF} \cdot u \cdot g. \qquad \text{(IIa)}$$

6. Beispiel

Die Gleichungen (I) und (II) ermöglichen die Aufstellung der Frequenzbedingung für beliebige ebene Systeme unter gleichzeitiger Berücksichtigung von Transversal- und Longitudinalschwingungen der Konstruktionsteile. Für die symmetrischen Eigenschwingungen eines Fundamentrahmens (Abb. 3) lauten unter Berücksichtigung der Longitudinalschwingungen die Rand-, Übergangs- und Symmetriebedingungen:

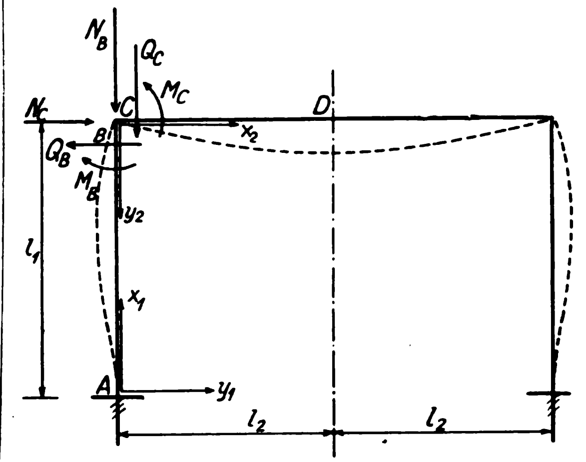


Abb. 3. Symmetrische Schwingungsform eines Rahmens

$$y_A = 0 \qquad (1)$$

$$y_A' = 0 \qquad (2)$$

$$y_B' = y_C' \qquad (3)$$

$$M_B = M_C \qquad (4)$$

$$Q_B = N_C \qquad (5)$$

$$N_B = -Q_C \qquad (6)$$

$$y_B = u_C \qquad (7)$$

$$u_A = -y_C \qquad (8)$$

$$y_D' = 0 \qquad (9)$$

$$Q_D = 0 \qquad (10)$$

$$u_A = 0 \qquad (11)$$

$$u_D = 0 \qquad (12)$$

Aus Gl. (1) folgt:

$$f_A = \infty,$$

aus Gl. (2) und (9):

$$e_A = e_D = \infty,$$

aus Gl. (10):

$$f_D = 0$$

und aus Gl. (11) und (12):

$$g_A = g_D = \infty.$$

Gl. (2) und (4) ergeben:

$$e_C = \frac{J_1}{J_2} \sqrt[4]{\frac{\mu_1 \cdot J_2}{\mu_2 \cdot J_1}} \cdot e_B. \tag{4a}$$

Gl. (5) und (6) lassen sich schreiben in der Form:

$$- m_1 p \sqrt{\mu_1 E J_1} \cdot y_B \cdot f_B = p \sqrt{\mu_2 E F_2} \cdot u_C \cdot g_C$$

und

$$+ m_2 p \sqrt{\mu_2 E J_2} \cdot y_C \cdot f_C = p \sqrt{\mu_1 E F_1} \cdot u_B \cdot g_B$$

oder unter Berücksichtigung von (7) und (8) und mit $\lambda = \frac{i}{l} = \sqrt{\frac{J}{F l^2}}$:

$$f_B = - \frac{1}{m_1 l_1 \cdot \lambda_1} \cdot \sqrt{\frac{\mu_2 F_2}{\mu_1 F_1}} \cdot g_C \tag{5a}$$

und

$$f_C = - \frac{1}{m_2 l_2 \cdot \lambda_2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_1 F_1}{\mu_2 F_2}} \cdot g_B \tag{6a}$$

Die Gl. (I) und (II) für die Abschnitte AB und BC ergeben:

$$e_B f_B (\mathfrak{C}c_1 - 1) - e_B (\mathfrak{C}s_1 + \mathfrak{S}c_1) + f_B (\mathfrak{C}s_1 - \mathfrak{S}c_1) + \mathfrak{C}c_1 + 1 = 0$$

$$e_C f_C (\mathfrak{C}s_2 + \mathfrak{S}c_2) + e_C \cdot 2\,\mathfrak{S}s_2 + f_C \cdot 2\,\mathfrak{C}c_2 + \mathfrak{C}s_2 + \mathfrak{S}c_2 = 0$$

$$g_B \sin n_1 l_1 - \cos n_1 l_1 = 0$$

$$g_C \sin n_2 l_2 + \cos n_2 l_2 = 0.$$

Aus diesen Gleichungen und den Gl. (4a), (5a), (6a) erhält man die Frequenzbedingung:

$$\frac{\mathfrak{C}s_1 - \mathfrak{S}c_1 + \lambda_1 m_1 l_1 \sqrt{\frac{\mu_1 F_1}{\mu_2 F_2}} \cdot \operatorname{tg} n_2 l_2 \cdot (\mathfrak{C}c_1 + 1)}{\mathfrak{C}c_1 - 1 - \lambda_1 m_1 l_1 \sqrt{\frac{\mu_1 F_1}{\mu_2 F_2}} \cdot \operatorname{tg} n_2 l_2 \cdot (\mathfrak{C}s_1 + \mathfrak{S}c_1)} = \frac{J_2}{J_1} \sqrt[4]{\frac{\mu_2 J_1}{\mu_1 J_2}} \cdot \frac{2\,\mathfrak{C}c_2 - \lambda_2 m_2 l_2 \cdot \sqrt{\frac{\mu_2 F_2}{\mu_1 F_1}} \cdot \operatorname{tg} n_1 l_1 \cdot (\mathfrak{C}s_2 + \mathfrak{S}c_2)}{\mathfrak{C}s_2 + \mathfrak{S}c_2 - 2 \lambda_2 m_2 l_2 \cdot \sqrt{\frac{\mu_2 F_2}{\mu_1 F_1}} \cdot \operatorname{tg} n_1 l_1 \cdot \mathfrak{S}s_1}$$

Für kleine Werte λ, also für schlanke Stäbe, geht diese Gleichung über in die Frequenzgleichung, die man bei Vernachlässigung der Longitudinalschwingungen erhält. Nun sind aber die des Eisenbetonbaus keineswegs als schlank zu bezeichnen und es wird daher angebracht sein, den Einfluß der Longitudinalschwingungen noch kurz zu besprechen.

Bei normalen Rahmenabmessungen bringt die Berücksichtigung der Longitudinalschwingungen eine wesentliche Erniedrigung der Eigenschwingungszahl mit sich (10—20 %). Dies ist schon von Rausch[10]) erkannt worden, jedoch stellt die von ihm angegebene Abänderung der Geigerschen Formel[11]) nur in seltenen Fällen eine Verbesserung dar, wie sich aus der Durchrechnung einer größeren Anzahl von Beispielen ergab. Der Grund für dieses Verhalten ist die Ungenauigkeit der Geigerschen Formel; die Berücksichtigung von Nebeneinflüssen hat in Anbetracht dieser Ungenauigkeit wenig Wert.

7. Berücksichtigung von Torsionsschwingungen

Bei räumlichen Tragwerken können außer den behandelten Schwingungsarten noch Torsionsschwingungen der einzelnen Stäbe auftreten. Der Verdrehungswinkel ϑ eines Stabquerschnittes soll als

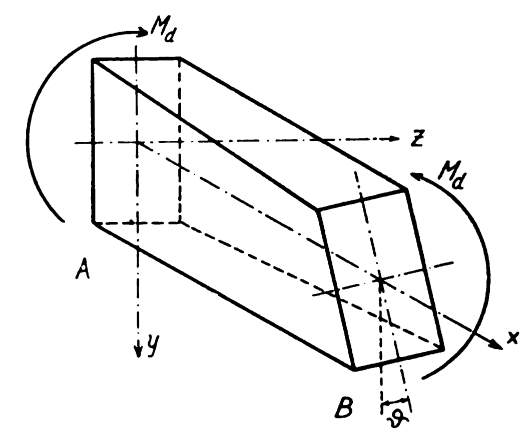


Abb. 4. Torsionsschwingung eines Stabes

positiv bezeichnet werden, wenn Drehungssinn und Richtung der Stabachse (x-Achse) eine Rechtsschraube bestimmen (Abb. 4). Ist G der Gleitmodul und ϱ die Dichte des Stabmaterials, GD die Verdrehungssteifigkeit und J_p das polare Trägheitsmoment des Stabquerschnitts, so lautet die Differentialgleichung der freien Torsionsschwingungen:

$$\varrho \cdot J_p \cdot \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} - G D \cdot \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = 0$$

---

[10]) E. Rausch, Beitrag zur Schwingungsberechnung von Dampfturbinenfundamenten. Bauingenieur **8** (1927), 518.

[11]) Vgl. Anm. 1.



mit der Lösung:

$$\vartheta = \cos p t \{ a \cos k x + b \sin k x \}$$

$$k = p \sqrt{\frac{\varrho J_p}{G D}}$$

Führt man die Hilfsgrößen ein:

$$h_A = \frac{\vartheta_A'}{k \cdot \vartheta_A} \quad \text{und} \quad h_B = \frac{\vartheta_B'}{k \cdot \vartheta_B},$$

so ergibt sich die Beziehung:

$$h_A h_B \sin k l - (h_A - h_B) \cos k l + \sin k l = 0 \quad \text{(III)}$$

und das Drehmoment ist:

$$M_d = k \cdot G D \cdot \vartheta \cdot h = p \sqrt{\varrho J_p G D} \cdot \vartheta h \quad \text{(IIIa)}$$

8. Beispiel

Als Beispiel sollen die symmetrischen Schwingungen zweier durch Längsträger gekoppelten Fundamentrahmen behandelt werden (Abb. 5).

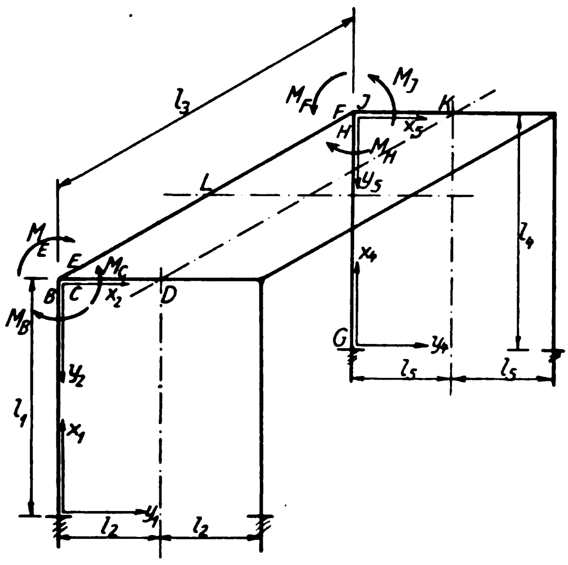


Abb. 5. Zwei Rahmen durch Laufträger gekoppelt

Der Einfachheit halber mögen die Longitudinalschwingungen unberücksichtigt bleiben, ferner soll vorausgesetzt werden, daß die beiden Rahmen nur in ihrer Ebene Transversalschwingungen und die Längsträger nur Torsionsschwingungen ausführen. Es ist:

$$e_A = f_A = e_G = f_G = \infty$$

$$f_B = f_C = f_H = f_J = \infty$$

$$e_D = e_K = \infty$$

$$f_D = f_K = 0$$

Die Gleichgewichtsbedingungen an den Ecken B und H lauten:

$$M_B + M_E - M_C = 0 \quad (1)$$

und

$$M_H - M_F + M_J = 0 \quad (2)$$

und wegen der starren Verbindung der Stäbe in den Knoten ist:

$$y_B' = y_C' = \vartheta_E \quad (3)$$

und

$$y_H' = y_J' = \vartheta_F \quad (4)$$

Die Gleichgewichtsbedingungen lassen sich schreiben in der Form:

$$-\frac{p}{m_1}\sqrt{\mu_1 E J_1}\, y_B' \cdot e_B + p\sqrt{\varrho J_{p_3} G D_3}\, \vartheta_E \cdot h_E + \frac{p}{m_2}\sqrt{\mu_2 E J_2}\, y_C' \cdot e_C = 0$$

und

$$-\frac{p}{m_4}\sqrt{\mu_4 E J_4}\, y_H' e_H - p\sqrt{\varrho J_{p_3} G D_3}\, \vartheta_F h_F + \frac{p}{m_5}\sqrt{\mu_5 E J_5}\, y_J' \cdot e_J = 0$$

oder unter Berücksichtigung von (3) und (4):

$$\left.\begin{aligned} -e_B + \frac{J_2}{J_1}\sqrt[4]{\frac{\mu_2 J_1}{\mu_1 J_2}} \cdot e_C &= \\ = - m_1 \sqrt{\frac{\varrho J_{p_3} G D_3}{\mu_1 E J_1}} \cdot h_E \end{aligned}\right\} \quad \text{(1a)}$$

und

$$\left.\begin{aligned} -e_H + \frac{J_5}{J_4}\sqrt[4]{\frac{\mu_5 J_4}{\mu_4 J_5}} \cdot e_J &= \\ = + m_4 \sqrt{\frac{\varrho J_{p_3} G D_3}{\mu_4 E J_4}} \cdot h_F \end{aligned}\right\} \quad \text{(2a)}$$

Die Gl (I) auf die Abschnitte AB, CD, GH und JK angewandt liefert:

$$e_B\,(\mathfrak{Cc}_1 - 1) + \mathfrak{Cs}_1 - \mathfrak{Sc}_1 = 0$$

$$e_C\,(\mathfrak{Cs}_2 - \mathfrak{Sc}_2) + 2\,\mathfrak{Cc}_2 = 0$$

$$e_H\,(\mathfrak{Cc}_4 - 1) + \mathfrak{Cs}_4 - \mathfrak{Sc}_4 = 0$$

$$e_J\,(\mathfrak{Cs}_5 + \mathfrak{Sc}_5) + 2\,\mathfrak{Cc}_5 = 0$$

Setzt man die sich hieraus ergebenden Werte e in die Gl. (1a) und (2a) ein und wendet die Gl. (III) auf den Stab EF an, so erhält man die folgenden drei Gleichungen:

$$\frac{\mathfrak{Cs}_1 - \mathfrak{Sc}_1}{\mathfrak{Cc}_1 - 1} - \frac{J_2}{J_1}\sqrt[4]{\frac{\mu_2 J_1}{\mu_1 J_2}} \cdot \frac{2\,\mathfrak{Cc}_2}{\mathfrak{Cs}_2 + \mathfrak{Sc}_2} = - m_1 \sqrt{\frac{\varrho J_{p_3} G D_3}{\mu_1 E J_1}} \cdot h_E$$

$$\frac{\mathfrak{Cs}_4 - \mathfrak{Sc}_4}{\mathfrak{Cc}_4 - 1} - \frac{J_5}{J_4}\sqrt[4]{\frac{\mu_5 J_4}{\mu_4 J_5}} \cdot \frac{2\,\mathfrak{Cc}_5}{\mathfrak{Cs}_5 + \mathfrak{Sc}_5} = + m_4 \sqrt{\frac{\varrho J_{p_3} G D_3}{\mu_4 E J_4}} \cdot h_F$$

$$h_E h_F \cdot \sin k_3 l_3 - (h_E - h_F) \cos k_3 l_3 + \sin k_3 l_3 = 0$$

Aus diesen Gleichungen kann die Frequenz durch Probieren gefunden werden, in dem man nach Annahme von p aus den beiden ersten h_E und h_F ausrechnet uud in die letzte einsetzt. Besonders einfach werden die Verhältnisse, wenn die beiden Rahmen gleiche Abmessungen besitzen, also alle mit den Indizes 1 und 2 bezeichneten Größen den entsprechenden mit den Indizes 4 und 5 gleich werden. Dann folgt aus den ersten beiden Gleichungen:

$$h_E = - h_F,$$

so daß die dritte Gleichung übergeht in:

$$h_E^2 \cdot \sin k_3 l_3 + 2 h_E \cos k_3 l_3 - \sin k_3 l_3 = 0,$$

mit der Lösung:

$$h_E = \frac{-\cos k_3 l_3 \pm 1}{\sin k_3 l_3}.$$

Führt man die Funktionen des halben Arguments ein, so erhält man für h_E die beiden Werte:

$$h_{E_1} = \operatorname{tg} \frac{k_3 l_3}{2}$$

und

$$h_{E_2} = - \operatorname{ctg} \frac{k_3 l_3}{2}.$$

Man kann zu diesen Werten auch auf folgende Weise kommen. Bezeichnet man die Mitte des Stabes EF mit L, so liefert die Gleichung (III) auf den Abschnitt EL angewandt mit $h_L = 0$:

$$h_{E_1} = \operatorname{tg} \frac{k_3 l_3}{2},$$

und mit $h_L = \infty$:

$$h_{E_2} = - \operatorname{ctg} \frac{k_3 l_3}{2}.$$

Es gibt also zwei Schwingungsformen, für die erste ist $h_L = 0$ also $\vartheta_l' = 0$, d. h. beide Rahmen haben in jedem Augenblick die gleiche Deformation, so daß bei L ein Symmetrieschnitt liegt; bei der zweiten Schwingungsform ist $h_L = \infty$ also $\vartheta_L = 0$, d. h. beide Rahmen weisen entgegengesetzt gleiche Deformationen auf.

9. Abgrenzung des Anwendungsbereichs

Durch Anwendung des neuen Verfahrens wird die Rechenarbeit gegenüber dem Reissnerschen Verfahren bedeutend vereinfacht. Trotzdem gestaltet sich die Aufstellung der Frequenzgleichung von Systemen mit vielen Stäben so schwierig, daß eine Anwendung des Verfahrens auf vielgliedrige Fachwerke kaum in Frage kommt. Um hier weiter zu kommen, müssen vereinfachende Annahmen gemacht werden, wie sie Reissner in der oben angeführten Arbeit vorschlägt.

10. Zusammenfassung

Durch Einführung zweckmäßiger Hilfsgrößen an Stelle der Integrationskonstanten gelingt es, die Aufstellung der Frequenzbedingung wesentlich zu vereinfachen. Drei Gleichungen (I), (II), (III) werden abgeleitet, mit deren Hilfe die Frequenzbedingung beliebiger ebener oder räumlicher Stabwerke gewonnen werden kann unter Berücksichtigung der Transversal-, Longitudinal- und Torsionsschwingungen der einzelnen Stäbe. Das Verfahren wird an mehreren Beispielen erläutert.

(Eingegangen am 25. März 1929)

Messung der Dielektrizitätskonstanten und der scheinbaren Leitfähigkeit von Isolierstoffen bei Hochfrequenz

Von H. Kühlewein, AEG-Berlin

Inhalt: Angbabe eines einfachen Verfahrens zur Messung der Dielektrizitätskonstanten und der scheinbaren Leitfähigkeit bzw. der spezifischen Dämpfung von Isolierstoffen bei hochfrequenten Wechselströmen. Insbesondere wird auch die starke Abhängigkeit dieser spezifischen Größen von der Frequenz an Hand von Messungen an den verschiedensten Isolierstoffen dargetan.

Versuchsanordnung

Prinzip: Durch Variation der Kapazität eines Schwingungskreises, der lose an einen Sender gekoppelt ist, wird die Resonanzkurve aufgenommen. Die Kapazität besteht aus zwei Kondensatoren, dem variablen Meßkondensator und dem hierzu parallel geschalteten Versuchskondensator. Nachdem das zu untersuchende Dielektrikum zwischen die Platten des Versuchskondensators gebracht wurde, wird die Resonanzkurve nochmals durch Variation des Meßkondensators aufgenommen.

Die beiden Resonanzkurven sind erstens hinsichtlich der Kapazität am Meßkondensator um den durch das Dielektrikum bedingten Kapazitätszuwachs im Versuchskondensator verschoben. Aus dieser Verschiebung läßt sich, wie weiter unten gezeigt wird, die Dielektrizitätskonstante berechnen.

Zweitens wird aus den beiden Resonanzkurven das logarithmische Dämpfungsdekrement und aus der Differenz der beiden Dämpfungen die scheinbare Leitfähigkeit des Dielektrikums berechnet, wie ebenfalls später bewiesen wird.

Versuchsanordnung A: Bei Wellenlängen größer als 600 m erwies sich als günstig die Resonanzkurve durch Messung der Spannung mit einem Zweifadenelektrometer, das parallel den Kondensatoren geschaltet war, aufzunehmen.[1] Die Kapazität des Instrumentes betrug 17 cm. Die

[1] H. Kühlewein, Phys.-Med. Soz. Erlangen **58/59** (1926/27), 387.



Spannung am Kondensator betrug im Resonanzfalle annähernd 100 Volt.

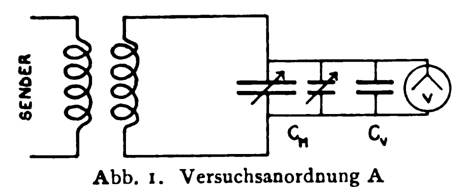


Abb. 1. Versuchsanordnung A

Versuchsanordnung B: Bei Wellenlängen unter 600 m wurde die Resonanzkurve durch Messung der Stromstärke im Resonanzkreis bei Variation der Kapazität aufgenommen. Als Meßinstrument wurde ein Hitzdraht-Milliamperemeter von Hartmann und Braun mit einem Meßbereich von 20—150 Milliampere bei 25 Ohm Widerstand verwendet. Die Stromstärke betrug im Resonanzfalle etwa 80 Milliampere.

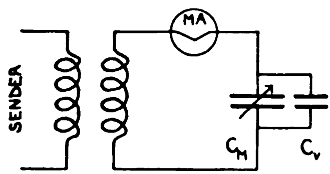


Abb. 2. Versuchsanordnung B

Da es für einen Vergleich günstig ist, bei sämtlichen Wellenlängen Dämpfungen von etwa gleicher Größe zu erhalten, so muß, da bei Variation der Kapazität die Dämpfung dieser umgekehrt proportional ist [siehe Gleichung (17)], die Kapazität immer ungefähr die gleiche sein. Es wurde daher bei Einstellung auf eine andere Wellenlänge der Resonanzkreis zuerst durch Variation der Selbstinduktion möglichst nahe auf Resonanz gebracht.

Die Gesamtkapazität betrug bei Meßanordnung A etwa 400, bei Meßanordnung B etwa 200 cm.

Der Versuchskondensator bestand aus zwei Messingplatten von 8 cm Durchmesser, deren Abstand durch eine Mikrometerschraube eingestellt werden konnte. Als Dielektrikum wurde ein Stück von etwa 4 · 4 cm aus dem betreffenden Material ausgeschnitten. Die Dicke hing von der Beschaffenheit des Materials ab. Das Stück wurde dann auf Länge, Breite und Dicke genau ausgemessen. Die Kondensatorplatten des Versuchskondensators wurden für die Aufnahme der Resonanzkurve ohne Dielektrikum genau in einen Abstand, der der Dicke des jeweils zu untersuchenden Dielektrikums entsprach, gebracht. Zur Aufnahme der zweiten Resonanzkurve wurde das Dielektrikum so zwischen die Platten geschoben, daß es sich vollständig im homogenen Felde der beiden Platten befand.

Der Meßkondensator bestand bei Versuchsanordnung A aus einem auf Zentimeter geeichten 500 cm Förg-Drehkondensator und einem Feinmeßkondensator, der ebenso wie der Versuchskondensator gebaut war.

Bei Versuchsanordnung B wurde ein geeichter Förg-Kurzwellendrehkondensator als Meßkondensator verwendet.

Die Eigendämpfung sämtlicher verwendeter Kondensatoren war die gleiche. Dies wurde bei sämtlichen benutzten Frequenzen festgestellt durch Aufnahme der Resonanzkurve bei verschiedenen Kondensatorstellungen aber gleicher Gesamtkapzität.

Theorie des Versuches

Einführung der Frequenzleitfähigkeit: Einen Kondensator mit einem Dielektrikum, das Verluste aufweist, kann man ersetzt denken durch einen verlustfreien Kondensator C_n, dem ein induktionsfreier Widerstand w_n parallel geschaltet ist.

Nach Rein-Wirtz[2]) bedingt dieser Parallelwiderstand die Dämpfung ϑ_n:

$$\vartheta_n = \frac{1500 \cdot \lambda}{C_n \cdot w_n} \,. \tag{1}$$

wobei die Wellenlänge in m, die Kapazität in cm und der Parallelwiderstand in Ohm ausgedrückt ist. Die Konstante 1500 hat die Dimension cm/sec.

Demnach ist

$$w_n = \frac{1500 \cdot \lambda}{C_n \cdot \vartheta_n} \,[\mathrm{Ohm}] \,. \tag{2}$$

In unserem Falle ist w_n gleichbedeutend mit dem scheinbaren Widerstand unseres Dielektrikums.

Mit dem Formfaktor ergibt sich der spezifische Widerstand zu

$$\sigma = \frac{1500 \cdot \lambda}{C_n \cdot \vartheta_n} \cdot \frac{O}{d} \,[\mathrm{Ohm} \cdot \mathrm{cm}] \,, \tag{3}$$

wobei d die Dicke und O die Oberfläche des Dielektrikums sei. Die spezifische Leitfähigkeit ist dann

$$\varkappa = \frac{1}{\sigma} = \frac{C_n \cdot \vartheta_n}{1500 \cdot \lambda} \cdot \frac{d}{O} \,[\mathrm{Ohm}^{-1} \cdot \mathrm{cm}^{-1}] \tag{4}$$

oder nach Einsetzen der Frequenz

$$\varkappa = \frac{C_n \cdot \vartheta_n \cdot \omega}{30 \cdot \pi \cdot c} \cdot \frac{d}{O} \,[\mathrm{Ohm}^{-1} \cdot \mathrm{cm}^{-1}] \,. \tag{5}$$

Nach dieser Beziehung ist die scheinbare, oder besser wirksame Leitfähigkeit proportional der Frequenz. Um daher die „Güte“ eines Dielektrikums in Abhängigkeit von der Frequenz zu charakterisieren, ist es vorteilhaft, die Frequenz in den Ausdruck der Leitfähigkeit einzubeziehen:

$$\frac{\varkappa}{\omega} = \frac{C_n \cdot \vartheta_n}{30 \cdot \pi \cdot c} \cdot \frac{d}{O} \left[\frac{\mathrm{sec}}{\mathrm{Ohm} \cdot \mathrm{cm}}\right] . \tag{6}$$

[2]) Rein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktiknm, S. 190. 3. Auflage 1921.

Der Ausdruck $\varkappa/\omega$, vielleicht als Frequenzleitfähigkeit bezeichnet, ist proportional der auftretenden Dämpfung und liefert somit ein Maß für die Brauchbarkeit eines Dielektrikums bei einer bestimmten Frequenz.

Zusammenhang zwischen Frequenzleitfähigkeit und Verlustwinkel: Der Zusammenhang zwischen Frequenzleitfähigkeit und Verlustwinkel läßt sich auf folgende Weise ableiten:

Es ist allgemein:

$$\frac{\vartheta}{\pi} = \sin\delta, \qquad (7)$$

ϑ ist die Dämpfung, die ein Dielektrikum mit dem Verlustwinkel δ, das den ganzen Kondensator eines Schwingungskreises ausfüllt, bedingt.

In unserem Falle haben wir zwei Kondensatoren parallel, den Versuchskondensator C_V und den Meßkondensator C_M. Die Dämpfung wird zuerst gemessen ohne Dielektrikum im Versuchskondensator. Diese gemessene Dämpfung addiert sich aus ϑ_1, der Dämpfung des leeren Versuchskondensators, ϑ_2, der Dämpfung des Meßkondensators und ϑ_K, der Dämpfung des übrigen Schwingkreises.

$$\vartheta_{\text{gemessen }1} = \vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_K. \qquad (8)$$

Infolge der Gleichartigkeit des Baues der beiden Kondensatoren (siehe Seite 281) kann angenommen werden, daß

$$\vartheta_1 : \vartheta_2 = C_V : C_M. \qquad (9)$$

Nun kommt zwischen die Platten des Versuchskondensators das Dielektrikum. Wir messen eine zweite Dämpfung:

$$\vartheta_{\text{gemessen }2} = (\vartheta_1' + \vartheta_n) + \vartheta_2' + \vartheta_K, \qquad (10$$

wobei ϑ_n die durch das Dielektrikum bedingte Zusatzdämpfung ist.

Es verhält sich wieder

$$\vartheta_1' : \vartheta_2' = C_V' : C_M', \qquad (11)$$

wobei $C_V' = C_V \cdot \varepsilon$ (ε = die Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums) und $C_M' = C_M + C_V - C_V \cdot \varepsilon$, d. h.

$$\left.\begin{aligned} C_V' + C_M' &= C_V \cdot \varepsilon + (C_M + C_V - C_V \cdot \varepsilon) \\ &= C_V + C_M = C_n. \end{aligned}\right\} (12)$$

Die Gesamtkapazität muß im Resonanzfalle konstant bleiben.

Oder

$$\left.\begin{aligned} \vartheta_1' + \vartheta_2' &= \vartheta_1 + \vartheta_2; \\ \vartheta_n &= \vartheta_{\text{gemessen }2} - \vartheta_{\text{gemessen }1}, \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

denn ϑ_K bleibt konstant.

ϑ_n ist proportional ϑ_1':

$$\vartheta_n \sim \vartheta_1' \sim C_V'. \qquad (14)$$

Läßt man nun in Gleichung (11) C_V' gleich C_n (Gesamtkapazität) werden, so wird C_M' und damit $\vartheta_2' = 0$. Jetzt haben wir den Fall, daß das Dielektrikum den ganzen Kondensator des Schwingungskreises ausfüllt:

$$\vartheta_n = \vartheta.$$

Somit ist [weil Gleichung (14)]

$$\vartheta \sim C_n$$

oder allgemein

$$\vartheta : \vartheta_n = C_n : C_V'; \quad \vartheta = \frac{C_n}{C_V'} \cdot \vartheta_n;$$

$$C_V' = C_V \cdot \varepsilon = \frac{\varepsilon \cdot O}{4\pi d};$$

$$\vartheta = \frac{C_n \cdot \vartheta_n \cdot 4\pi d}{\varepsilon \cdot O} = \pi \cdot \sin\delta. \qquad (15)$$

Da nach Gleichung (6)

$$\vartheta_n = \frac{\varkappa}{\omega} \cdot \frac{30 \cdot \pi \cdot c}{C_n} \cdot \frac{O}{d},$$

$$\vartheta = \frac{4\pi \cdot \varkappa \cdot 30 \cdot \pi \cdot c}{\varepsilon \cdot \omega} = \pi \cdot \sin\delta,$$

$$\sin\delta = \frac{3{,}6 \cdot 10^{12} \cdot \pi}{\varepsilon} \cdot \frac{\varkappa}{\omega}. \qquad (16)$$

An Hand der Gleichung (15) läßt sich demnach direkt aus dem gemessenen ϑ_n der Verlustwinkel δ berechnen. Gleichung (16) zeigt den Zusammenhang zwischen δ und der Frequenzleitfähigkeit $\varkappa/\omega$.

Hier zeigt sich der Vorteil, wenn man als Maß für die „Güte" eines Dielektrikums statt den Verlustwinkel die Frequenzleitfähigkeit verwendet. $\varkappa/\omega$ ist direkt proportional der auftretenden Dämpfung, während $\sin\delta$ als Variable noch die Dielektrizitätskonstante im Nenner hat, wenn das Dielektrikum als Isoliermaterial verwendet wird, also nicht den ganzen Kondensator als eigentliches Dielektrikum ausfüllt. Ändert sich in Abhängigkeit von der Frequenz Dielektrizitätskonstante und Frequenzleitfähigkeit gleichsinnig, so kann unter Umständen der Verlustwinkel sogar konstant bleiben. Der Verlauf der Abhängigkeit des Verlustwinkels von der Frequenz kann also ein ganz falsches Bild von der „Güte" eines Isoliermaterials geben.

Ferner bietet die Frequenzleitfähigkeit den Vorteil, die „Güte" verschiedener Isoliermittel, auch ohne Kenntnis der Dielektrizitätskonstanten, miteinander vergleichen zu können.

Abhängigkeit von $\varkappa/\omega$ und ε von der Frequenz: Um die oft beträchtliche Abhängigkeit der Frequenzleitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstanten von der Frequenz, wie die nachstehenden Versuchsergebnisse zeigen, zu verstehen, sei kurz auf die Theorie über unvollkommene Dielektrika von K. W. Wagner[3]) hingewiesen.

[3]) K. W. Wagner, Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika. Erklärung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge auf Grund Maxwellscher Vorstellungen. Mitteilungen aus dem telegraphentechnischen Reichsamt VIII.

Befinden sich in einem homogenen isolierenden Dielektrikum Partikelchen mit einer bestimmten Leitfähigkeit, so geht die Dämpfung, und damit unsere Frequenzleitfähigkeit, bei Variation der Frequenz in einem schmalen Frequenzbereich (etwa 1 Zehnerpotenz) über ein scharf ausgeprägtes Maximum, während gleichzeitig die Dielektrizitätskonstante (bei steigender Frequenz) in einen niedrigeren Wert übergeht. Dies wurde in einer früheren Arbeit eingehend erläutert.[4]) Sind aber die Partikelchen mit verschiedenen Leitfähigkeiten vorhanden, so überlagern sich die einzelnen frequenzabhängigen Vorgänge.

Nach der neueren Theorie von P. Böning[5]) über die Ionenadsorption an den inneren Grenzflächen nimmt die Dielektrizitätskonstante ebenfalls bei zunehmender Frequenz von einem bei einer Mindestfrequenz konstanten Wert bis zu einem Endwert ab, der als wahre Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums anzusehen ist.

Berechnung und Meßfehler.

Frequenzleitfähigkeit: Aus den beiden Resonanzkurven, ohne und mit Dielektrikum, wurde die Dämpfung nach der Formel[6])

$$\vartheta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C'' - C'}{C_n} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{e_r}{e}\right)^2 - 1}} \qquad (17a)$$

bzw.

$$\vartheta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C'' - C'}{C_n} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{i_r}{i}\right)^2 - 1}} \qquad (17b)$$

berechnet. Gleichung (17a) gilt für Spannungs-, Gleichung (17b) für Stromresonanz. Die Dämpfung wurde in verschiedenen Höhenlagen der aufgezeichneten Kurve errechnet und daraus das Mittel genommen. Es war dadurch möglich, den Fehler bis auf schlimmstenfalls 3 % herabzudrücken.

Die durch das Dielektrikum bedingte Dämpfung ist dann:

$$\vartheta_n = \vartheta_{\text{gemessen } 2} - \vartheta_{\text{gemessen } 1}. \qquad (13)$$

ϑ_n wurde nun nebst den übrigen Material- und Schwingkreiskonstanten in Gleichung (6) eingesetzt und direkt die Frequenzleitfähigkeit berechnet.

Der Meßfehler der Frequenzleitfähigkeit war naturgemäß nur schwer zu bestimmen, da ja ϑ_n eine Differenz zweier Meßergebnisse darstellt. Aus den nachfolgenden Versuchsergebnissen ist aber bei fast sämtlichen untersuchten Substanzen trotz starker Streuungen ein einwandfreier Gang der Frequenzleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz zu erkennen. Die guten Isolatoren Quarz, Bernstein und Glimmer (Nr. XV, XVI und XVIII) zeigten nur bei den größten verwendeten Frequenzen geringe Dämpfung. Bei höheren Wellenlängen war keine Dämpfung mehr feststellbar.

Um den Verlustwinkel zu erhalten, sind die Versuchsdaten entweder direkt in Gleichung (15) einzusetzen, oder die Umrechnung aus der Frequenzleitfähigkeit nach Gleichung (16) vorzunehmen. In beiden Fällen muß natürlich zuerst die Dielektrizitätskonstante bestimmt werden.

Sämtliche Werte, die Coursey[7]) für den Verlustwinkel bei „Radiofrequenzen" angibt, stimmen mit den vorliegenden Messungen überein. Bei den Versuchsergebnissen ist hierauf besonders hingewiesen.

Dielektrizitätskonstante: Aus den aufgezeichneten beiden Resonanzkurven wird die Verschiebung des Maximums, d. h. die durch das Dielektrikum bedingte Kapazitätserhöhung (ΔC), direkt in Zentimeterkapazität entnommen. Es ergibt sich:

$$\Delta C = \frac{\varepsilon \cdot O}{4 \pi d} - \frac{O}{4 \pi d}. \qquad (18)$$

Hieraus errechnet sich die Dielektrizitätskonstante ε zu:

$$\varepsilon = \left(\Delta C + \frac{O}{4 \pi d}\right) \cdot \frac{4 \pi d}{O}. \qquad (19)$$

ΔC und die Materialkonstanten waren im allgemeinen so genau zu bestimmen, daß die erste Dezimale der Dielektrizitätskonstanten mit ± 1 als Fehler angenommen werden kann. Nur bei einigen Substanzen (Fiber, Preßspan), die nur in Platten von 1,0—1,5 mm Stärke zur Verfügung standen, darf der Fehler als wesentlich größer angenommen werden.

Tritt starke Dämpfung auf, so ist der Ersatzparallelwiderstand (siehe Seite 281), klein. Die Kapazität wird dadurch scheinbar vergrößert, d. h. die Dielektrizitätskonstante wird zu groß gemessen. Wie die Durchrechnung aber ergab, macht sich dieser Fehler in den ungünstigsten Fällen (z. B. bei Schiefer) erst in der zweiten Dezimalen bemerkbar. Dieser Fehler kann also unberücksichtigt bleiben.

Versuchsergebnisse

Im folgenden sind kurz die Kurven und Tabellen der Meßergebnisse erläutert. Die Nummern stimmen mit den Kurven- und Tabellennummern überein.

I. Hartgummi: Die Frequenzleitfähigkeit steigt in dem Bereich von 25600 bis 50 m Wellenlänge mit wachsender Frequenz auf fast das 20fache, während die Dielektrizitätskonstante annähernd

[4]) H. Kühlewein, a. a. O.

[5]) P. Böning, Zeitschr. f. techn. Phys. **10**. 1929. S. 20 Nr 1.

[6]) Rein-Wirtz, a. a. O. S. 203.

[7]) P. R. Coursey, Electrical Condensors S. 123.

konstant bleibt. Bei großen Wellenlängen waren die meßbaren Dämpfungen sehr klein, so daß die Werte der Frequenzleitfähigkeit keinen Anspruch auf Genauigkeit haben. Coursey[8]) gibt bei Radiofrequenzen mit vorliegenden Messungen übereinstimmend als Verlustwinkel etwa 42′ an. Bei vorliegenden Messungen $\delta_{800\,m} = 40'$.

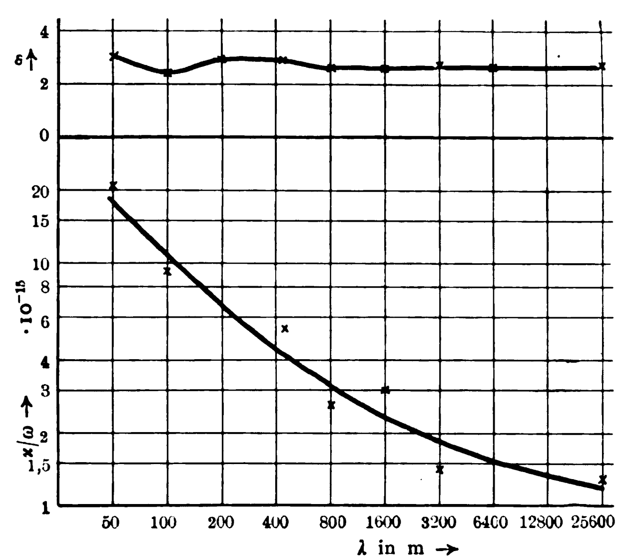


Abb. 3. Kurve I: Hartgummi

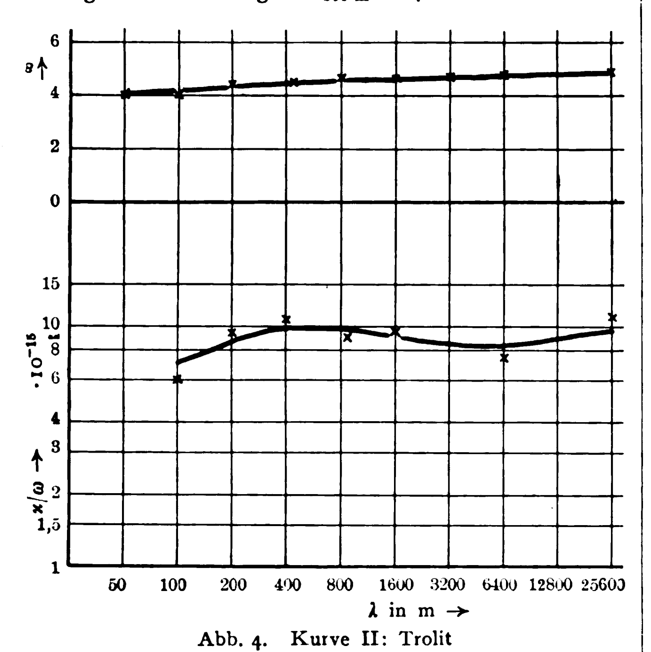


Abb. 4. Kurve II: Trolit

II. Trolit: $\varkappa/\omega$ bleibt ungefähr konstant. Die Dielektrizitätskonstante steigt zwischen 50 und 25600 m kontinuierlich von 4 auf 5.

[8]) P. R. Coursey, a. a. O.

III. und IV. Schiefer und Asbestschiefer: Bei diesen beiden Isoliermaterialien scheint die Absorption bei großen Wellenlängen einem Maximum zuzustreben, da auch die Dielektrizitätskonstante plötzlich sehr steil ansteigt. Hier haben wir auch den Fall, daß z. B. bei Schiefer $\varkappa/\omega$ zwischen 50 und 25600 m um das 9fache ansteigt (von $3{,}6 \cdot 10^{-14}$ bis $33{,}2 \cdot 10^{-14}$), während der Verlustwinkel δ nur um etwa das $4^1/_2$fache wächst (von $4^0\,2'$ bis $17^0\,30'$).

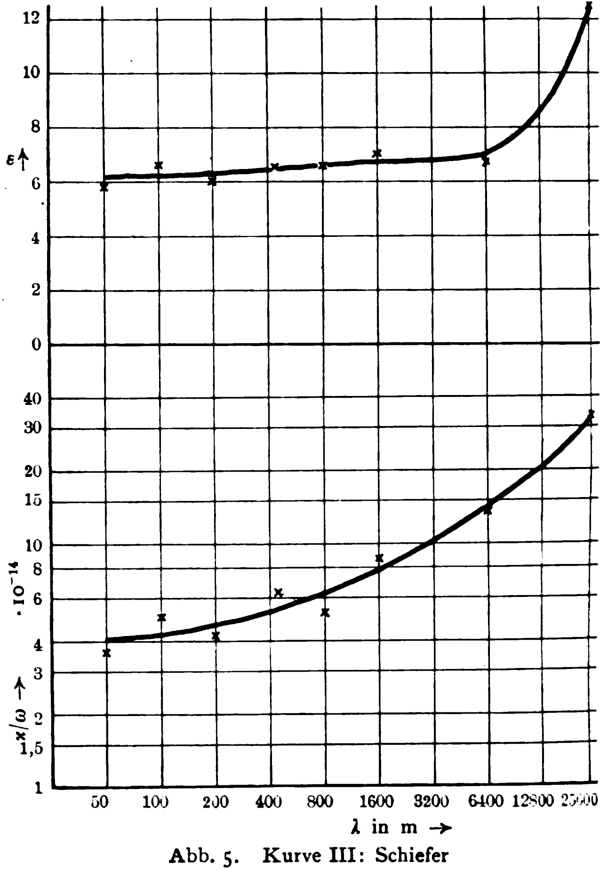


Abb. 5. Kurve III: Schiefer

V. Marmor: Es handelte sich um ein Stück gewöhnlichen weißen Schalttafelmarmors. Eigenartig ist das Minimum der Absorption bei etwa 600 m Wellenlänge. Da das vorliegende Versuchsergebnis nur ein Beispiel sein soll, wären weitere Versuche über Marmor interessant.

VI. Stabilitt: Der Stoff ist in seiner Zusammensetzung sehr undefiniert; daher streuen die $\varkappa/\omega$-Werte sehr stark. Die Dielektrizitätskonstante steigt, von 400 m Wellenlänge aufwärts stark an.

VII. und VIII. rotes und schwarzes Fiber: Die Frequenzleitfähigkeit steigt nach kurzen Wellenlängen im benutzten Frequenzbereich auf etwa das 3fache. Der stark streuende Verlauf der Dielek-

trizitätskonstanten hat seine Ursache jedenfalls in der geringen Stärke des Materials (siehe Seite 283).

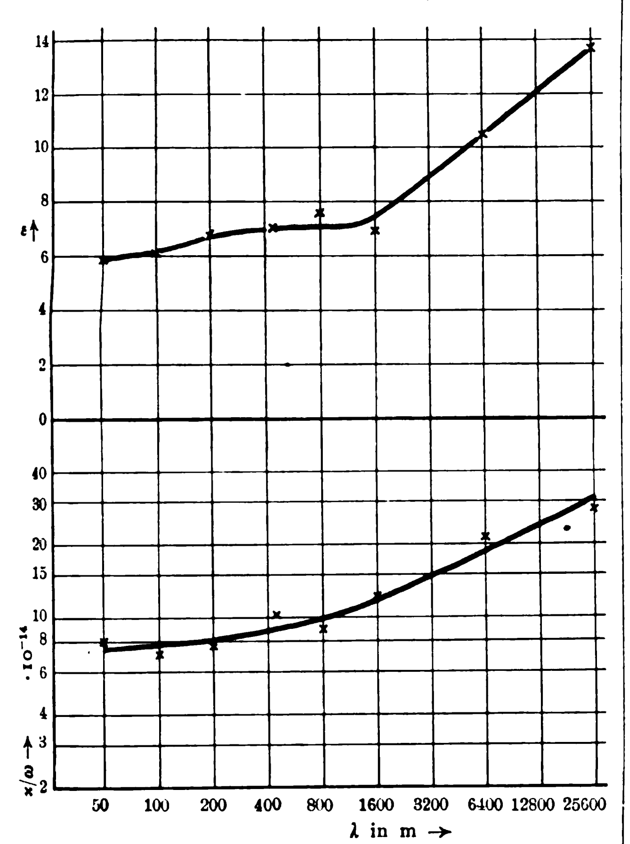


Abb. 6. Kurve IV: Asbestschiefer

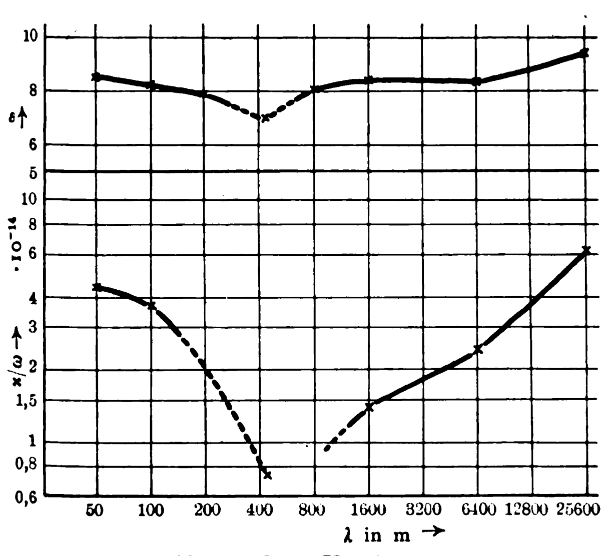


Abb. 7. Kurve V: Marmor

IX. und X. Cellon und Celluloid: Die Dielektrizitätskonstante verläuft bei beiden Substanzen annähernd gleich, während die Frequenzleitfähigkeit bei Cellon konstant bleibt, nimmt sie bei Celluloid mit zunehmender Wellenlänge ab. Coursey gibt für Celluloid $\delta = 2^0\,24'$ an (bei vorliegenden Messungen $\delta_{200\,m} = 2^0\,10'$).

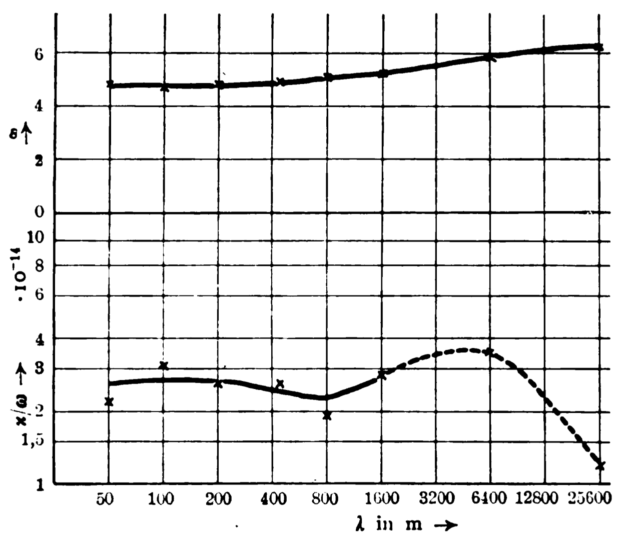


Abb. 8. Kurve VI: Stabilitt

XI. Preßspan: Die ε-Werte streuen aus dem gleichen Grunde wie bei Fiber. Die Frequenzleitfähigkeit nimmt nach kleinen Wellenlängen zu.

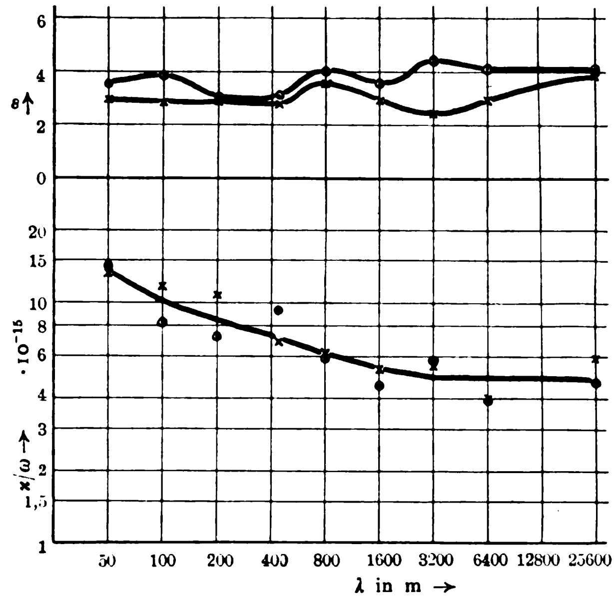


Abb. 9. Kurve VII und VIII: Schwarzes Fiber ×, Rotes Fiber ⊙

Ob bei 100 bis 200 m tatsächlich ein Absorptionsmaximum liegt, bedarf erst genauerer Nachprüfung (Coursey: $\delta = 1^0\,40'$, bei vorliegenden Messungen $\delta_{200\,m} = 1^0\,47'$).

XII. Galalith: Die Frequenzleitfähigkeit nimmt nach kleinen Wellenlängen stetig zu, während die

Dielektrizitätskonstante etwa bei 800 m eine Unstetigkeit aufweist. Es ist zu beachten, daß die $\varkappa/\omega$-Werte um etwa eine Zehnerpotenz höher liegen als bei den anderen normalen Isolierstoffen.

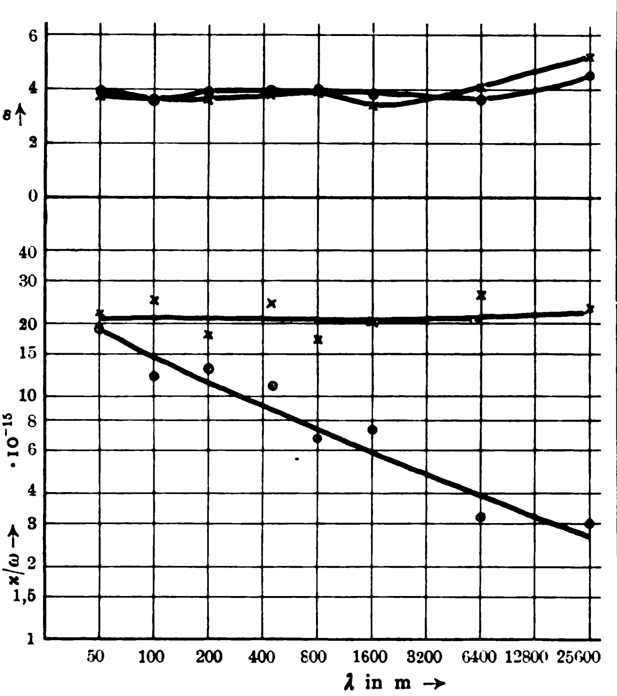


Abb. 10. Kurven IX und X: Cellon ×, Celluloid ⊙

XIII. und XIV. Pertinax: Es wurden zwei Proben aus verschiedenen Fabriken geprüft. Sowohl ε als auch $\varkappa/\omega$ sind zahlenmäßig stark vonein-

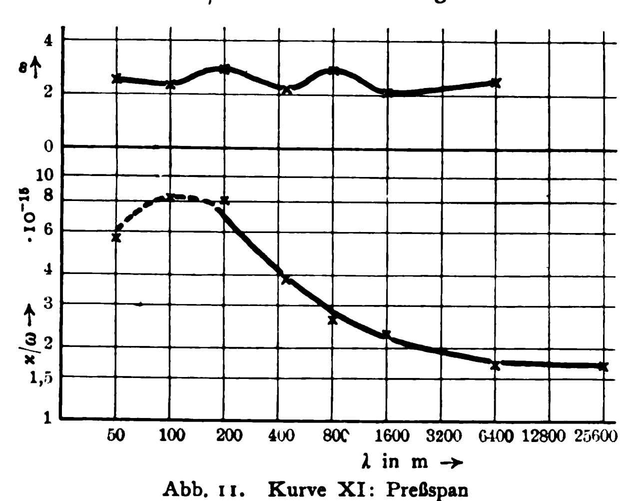


Abb. 11. Kurve XI: Preßspan

ander verschieden. Der Verlauf in Abhängigkeit von der Frequenz ist jedoch der gleiche. $\varkappa/\omega$ steigt im benutzten Frequenzbereich bei zunehmender Frequenz auf etwa das Doppelte.

XV. Quarzglas: Die Dielektrizitätskonstante bleibt annähernd konstant. Bei Wellenlängen über 200 m konnte keine Dämpfung nachgewiesen werden, während bei kleineren Wellenlängen die Frequenzleitfähigkeit sich in, wenn auch geringer, Dämpfung bemerkbar macht.

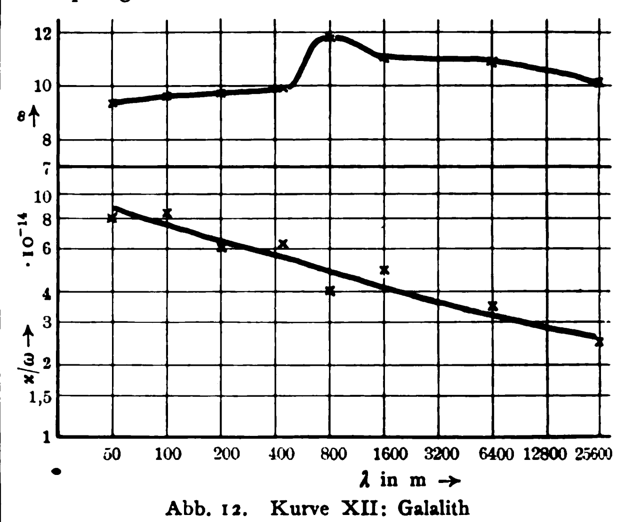


Abb. 12. Kurve XII: Galalith

XVI. Bernstein: Die Dielektrizitätskonstante zeigt ein leichtes Ansteigen nach den kurzen Wellen

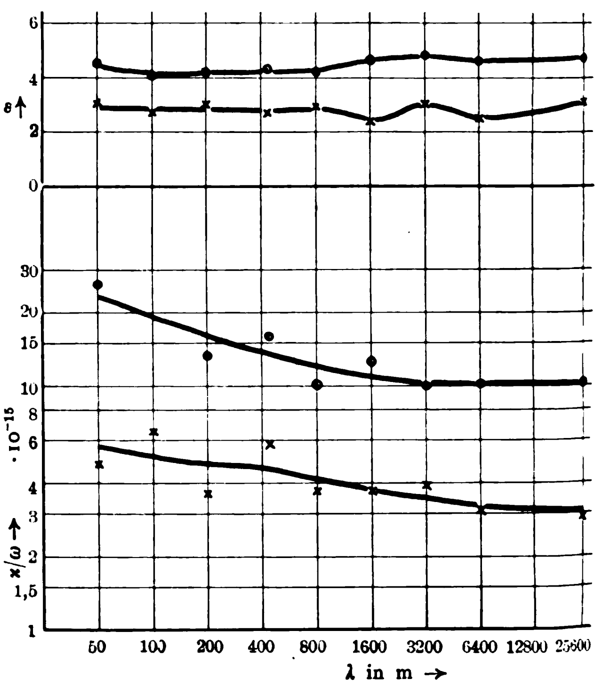


Abb. 13. Kurve XIII und XIV: Pertinax I ×, Pertinax II ⊙

bis 100 m. Die Frequenzleitfähigkeit ist bei Wellenlängen über 200 m nicht mehr meßbar, während bei 50 und 100 m Dämpfung in der Größe wie bei Hartgummi auftritt. Daher scheint auch das Sinken von ε von 2,5 auf 2,2 zwischen $\lambda = 100$ und 50 m reell.

XVII. Spiegelglas: Der Verlauf der Dielektrizitätskonstante ist unregelmäßig. Er zeigt zwischen 100 und 200 m und 800 und 1600 m Unstetigkeiten. Die Frequenzleitfähigkeit nimmt nach

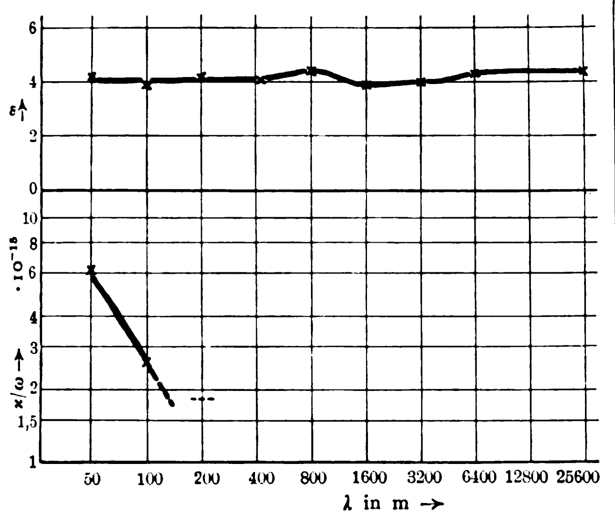


Abb. 14. Kurve XV: Quarzglas

kurzen Wellenlängen bis etwa 300 m etwas ab, um dann plötzlich, ähnlich wie bei Quarzglas, Bernstein und Glimmer, stark anzusteigen.

XVIII. Glimmer: ε ist annähernd konstant. Die Werte streuen verhältnismäßig stark, da die Dicke des Glimmers durch den Druck etwas ver-

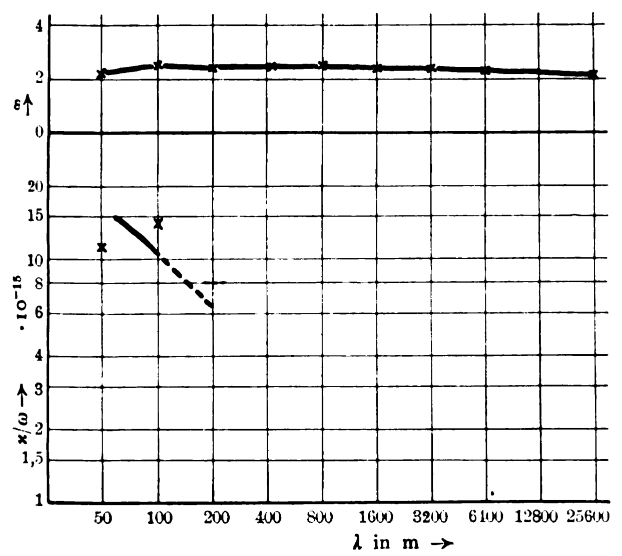


Abb. 15. Kurve XVI: Bernstein

ändert werden kann. Die höheren ε-Werte werden, da zwischen den einzelnen Plättchen weniger Luft ist, dem wirklichen Werte näher kommen. Die Frequenzleitfähigkeit wird erst wieder bei kleinen Wellenlängen meßbar und steigt wieder nach höheren Frequenzen stark an.

Die vorliegenden Meßergebnisse wurden an beliebigen eben zur Verfügung stehenden Isoliermaterialien gewonnen. Sie sollen lediglich Beispiele darstellen für die starke Frequenzabhängigkeit

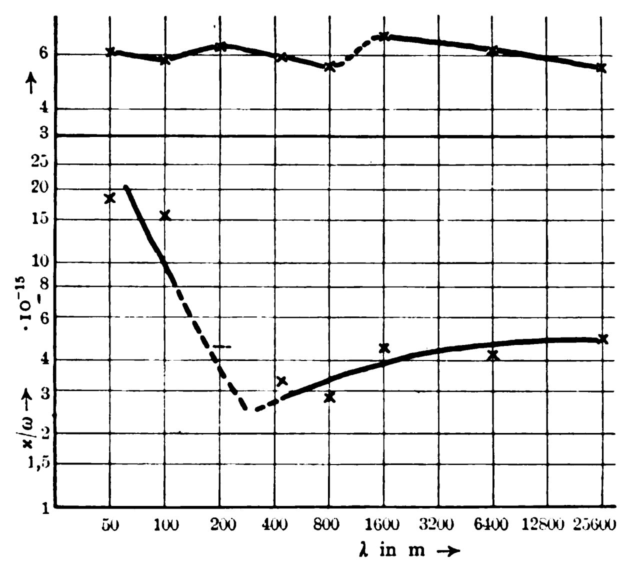


Abb. 16. Kurve XVII: Spiegelglas

der Dielektrizitätskonstanten und vor allem der Frequenzleitfähigkeit von Isolierstoffen.

Zusammenfassung

Ein Verfahren, durch Aufnahme der Resonanzkurve eines sekundären Schwingungskreises die

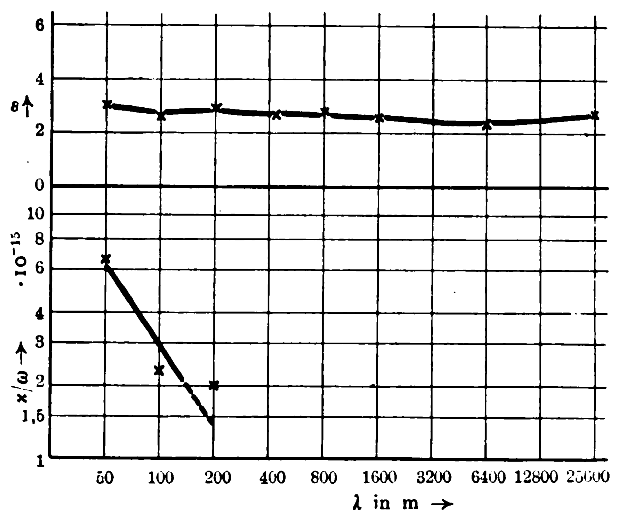


Abb. 17. Kurve XVIII: Glimmer

Dielektrizitätskonstante und die scheinbare Leitfähigkeit technischer und anderer Isolierstoffe bei Hochfrequenz zu messen, wird mitgeteilt.

Als Maß für die „Güte" eines Dielektrikums hinsichtlich der Dämpfung wird die „Frequenzleitfähigkeit", d. i. $\varkappa/\omega$ eingeführtt. ($\varkappa$ = spezi-

fische Leitfähigkeit). Der Grund hierfür ist, daß die Frequenzleitfähigkeit nur proportional der auftretenden Dämpfung ist, während der Verlustwinkel als Variable noch die Dielektrizitätskonstante im Nenner hat.

Eine Reihe von Messungen an verschiedenen Isoliermaterialien zeigt die Abhängigkeit der Frequenzleitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstanten von der Frequenz.

(Eingegangen am 23. März 1929)

Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit technischer Isolierstoffe und die Gestaltung der Stromkurve beim Stromdurchgang

Von Paul Böning, Tung-Chi Technische Hochschule, Woosung, China

Inhalt: Es hat sich gezeigt, daß sowohl die Dielektrizitätskonstante, als auch die Leitfähigkeit technischer Isolierstoffe scheinbar abhängig ist von der Spannung. Im folgenden werden die Beziehungen ergänzt, wobei besonders auf ihre Gültigkeitsbereiche eingegangen wird. Dann wird theoretisch und experimentell untersucht, wie sich die Stromkurve gestaltet, wenn ein Kondensator mit technischem Isolierstoff in einen Stromkreis mit sinusförmiger Spannung eingeschaltet wird.

I. Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit

In einer früheren Arbeit[1]) hatte sich für die Abhängigkeit der scheinbaren Dielektrizitätskonstanten ε' von der Spannung die Beziehung ergeben:

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{1}{U} \cdot \frac{4 \pi q d}{F} \cdot \frac{d}{2}. \qquad (1)$$

Hierin war:

ε = wahre D.K. des Isolierstoffs,
d = Dicke des Isolierstoffs zwischen planparallelen Elektroden,
q = Anzahl der Ionenladungen in einer Schicht von der Dicke der Längeneinheit und der Fläche F,
$4 \pi q d$ = Kraftfluß von den Ionenladungen $= \beta d$.

Da bei gleichmäßiger Verteilung der Ionenladungen im Stoff die mittlere Länge der Kraftlinien $= \frac{d}{2}$ ist, so kann

$$\frac{4 \pi q d}{\varepsilon F} \cdot \frac{d}{2} = E$$

gesetzt werden, wobei E eine Spannung, und zwar eine „Gegenspannung" bedeutet. (Den Ausdruck „Polarisationsspannung", der in der Literatur zu finden ist, möchte Verfasser nicht übernehmen, da er bereits für eine andere Erscheinung bei der Elektrolyse vergeben ist und auch auf die in Frage stehende Erscheinung nicht paßt. Denn nach sonstigem Sprachgebrauch bedeutet der Begriff Pol eine Stelle besonderer Eigentümlichkeit relativ zu einer anderen Stelle mit quantitativ gleicher, aber qualitativ entgegengesetzter Eigentümlichkeit. Sofern in dem Isolierstoff zwei Stellen — die eine mit einem Überschuß an positiven Ladungen, die andere mit einem solchen, gleich großen an negativen Ladungen — vorhanden sind, wäre gegen den Ausdruck Polarisation nichts einzuwenden. Da aber die positiven und negativen freien Raumladungen nur ausnahmsweise gleich groß sind, vielmehr häufig überhaupt nur in einer Art vorhanden sind (Unipolarität!), so erscheint der Ausdruck Polarisation nicht am Platze.)

Somit schreibt sich die Beziehung (1) mit Einführung von E

$$\varepsilon' = \varepsilon + \varepsilon \frac{E}{U}. \qquad (2)$$

Voraussetzungsgemäß gilt diese Beziehung, wenn alle Ergänzungsionen abgewandert sind, d. h. bei relativ hoher Gleichspannung. Es fragt sich nunmehr, wie sich die Verhältnisse gestalten, wenn die Elektrodenspannung immer weiter erniedrigt wird.

In der Gleichung

$$U = \frac{1}{\varepsilon F}\left(\alpha d + \frac{\beta}{2} d^2\right)$$

muß bei Erniedrigung der Spannung U auf alle Fälle ein Kraftfluß α von Elektrode zu Elektrode bestehen bleiben, weil sonst die Grundbedingung für das Abwandern der Ergänzungsionen fortfallen würde. Wie groß α sein muß, hängt von der Natur des Stoffes ab, bzw. von den Widerständen und Kräften, die sich der Abwanderung der Ionen entgegenstellen; α kann also als Materialkonstante angesehen werden. Dann muß aber einer Änderung von U eine solche des zweiten Summanden

$$\frac{\beta d^2}{2 \varepsilon F}$$

entsprechen.

Hiernach wird angenommen, daß die Ergänzungsionen sich nicht vollständig aus dem Stoff

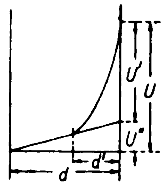


Abb. 1. Zur Verschiebung der Ionen in einem Isolierstoff

entfernen, sondern sich nur um d' nach der Elektrode entgegengesetzten Vorzeichens verschieben (Abb. 1). Somit wird

[1]) P. Böning, Die scheinbare Änderung der D.K. technischer Isolierstoffe, Zeitschr. f. techn. Phys. 9 (1928) 212.

$$U = \frac{1}{\varepsilon F}\left(\alpha d + \frac{\beta}{2} d'^2\right).$$

Wird ferner in erster Annäherung α als relativ klein angenommen, so bleibt

$$U = \frac{\beta d'^2}{2 \varepsilon F}.$$

Nun ist die Ladung Q_1 eines Kondensators mit der veränderlichen D.K. ε'

$$Q_1 = \frac{U F}{4 \pi d} \cdot \varepsilon',$$

andererseits ist

$$Q_2 = \frac{\beta d'}{4 \pi};$$

setzt man also $Q_1 = Q_2$, so erhält man

$$\varepsilon' = \frac{\beta d d'}{U F}.$$

Wird wieder $\frac{\beta d^2}{2 \varepsilon F} = E$ eingeführt, so ergibt sich

$$\varepsilon' = 2 \varepsilon \sqrt{\frac{E}{U}}. \quad (3)$$

Hier ist E die „fiktive Gegenspannung", die mit der realen identisch wird, wenn die Ionenverschiebung $d' = d$ wird. Die wirkliche Gegenspannung ist

$$E' = \left(\frac{d'}{d}\right)^2 E. \quad (4)$$

(Die wirkliche Gegenspannung E' kann — als „erregte" Spannung — nie größer werden, als die erregende Spannung U [zunehmende Gleichspannung], ebensowenig, wie etwa in einem Stromkreis eine Ohmsche Spannung größer sein kann, als die wirksame EMK. Die fiktive Spannung ist eine Konstante.)

Hieraus ergibt sich die natürliche Abgrenzung der beiden Funktionen gegeneinander: Im Grenzfall ist $U = E$, also $\frac{E}{U} = 1$, und für beide Funktionen wird

$$\varepsilon' = 2 \varepsilon.$$

Die Funktion (1) $\varepsilon' = \varepsilon + \varepsilon \frac{E}{U}$ gilt für $U > E$,

„ „ (3) $\varepsilon' = 2 \varepsilon \sqrt{\frac{E}{U}}$ „ „ $U < E$.

Die scheinbare D.K. gemäß der Funktion (3) würde für $U = 0$ den Wert $\varepsilon' = \infty$ annehmen. Es fragt sich, ob diese Folgerung richtig ist. Geht man von hohen Werten zu niedrigeren Werten von U über, so ist der Wert $\varepsilon' = \infty$ in der Tat zu erwarten, zumal an Stelle von U der genauere Wert $U - K$ einzusetzen ist, wobei $K = \frac{\alpha d}{\varepsilon F}$ bedeutet.

Geht man dagegen von $U = 0$ aus, so liegen die Verhältnisse etwas anders. Im Anfang ist der Wert $\varepsilon' = \varepsilon$ vorhanden; wird die Mindestspannung $U = \frac{\alpha d}{\varepsilon F}$ überschritten, so beginnen die Ergänzungsionen abzuwandern, und im selben Maße nimmt die Gegenspannung zu, bis sich der Gleichgewichtszustand gemäß der Beziehung

$$\varepsilon' = 2 \varepsilon \sqrt{\frac{E}{U - K}}$$

ausgebildet hat. Je nachdem, ob die Bewegungsverhältnisse aller Ionen gleich oder verschieden sind, vollzieht sich der Übergang mehr oder weniger plötzlich, wobei ebenfalls der Wert $\varepsilon' = \infty$ durchlaufen wird. Der Gang der Abhängigkeit der scheinbaren D.K. von der Spannung zeigt also eine Unendlichkeitsstelle, die jedoch beim Durchlaufen der Spannungswerte in eine mehr oder minder ausgeprägte Spitze übergehen wird, weil der Vorgang mit Trägheit behaftet ist.

Wechselspannung. Wird der Isolierstoff einer Wechselspannung geringer Frequenz ausgesetzt, so durchläuft die D.K. je nach der Höhe der Spannungsamplitude einen, zwei oder alle drei Bereiche. Hierbei ist unerläßliche Bedingung, daß bei Umkehr der Spannungsrichtung auch die Ionen in voller Zahl wieder umkehren, so daß sich in jener Halbperiode dieselben Vorgänge, wie oben erörtert, vollziehen. Denn nur die Ionenbewegung (als Ursache) hat die Wirkung, daß sich die D.K. scheinbar ändert. (Eine konstante Raumladung hätte auf die D.K. keinen Einfluß.) Diese Bedingung ist verknüpft mit der Beweglichkeit der Ionen, bzw. mit den Widerständen, die sich ihnen entgegenstellen.

Ferner ist hier von Bedeutung, welche Vorgänge sich an den Elektroden abspielen, ob z. B. die Ionen nur zusammengedrängt oder wirklich entladen werden. Auch diese Frage wird bei verschiedenen Stoffen verschieden zu beantworten sein.

II. Die Leitfähigkeit

Bezüglich der Leitfähigkeit liegen die Verhältnisse ähnlich, die früher[2]) abgeleiteten Beziehungen seien hier kurz angeschrieben:

$$A' = A - A \frac{E}{U} \quad \text{gültig für } U > E$$

und

[2]) P. Böning, Die Abhängigkeit des Widerstandes isolierender und anderer Stoffe von der Spannung und Frequenz und ihre Folgeerscheinungen, Zeitschr. f. techn. Phys. **10** (1929).

$$A' = A(1 - k) \text{ gültig für } U < E$$
$$k = \text{Konstante} < 1.$$

In dem Isolierstoff mit Leitfähigkeit ist

$$U = I \cdot R + \frac{\beta d'^2}{2 \varepsilon F},$$

an die Stelle von $\frac{\alpha d}{\varepsilon F} = K$ tritt also der Ohmsche Spannungsabfall im Widerstand R des Stoffes. Es ist also

$$I \cdot R = K$$
$$I = \frac{K}{R}$$

und für kleine Spannungen:

$$I = A(1 - k) K = \text{Konst.}$$

Da Ionenbeweglichkeit und Leitfähigkeit parallel laufen, so erscheint es zulässig, anzunehmen, daß bei manchen Stoffen bereits bei sehr kleinen Feldstärken die Ergänzungsionen abwandern. Experimentell wurde z. B. bei Schiefer gefunden, daß bereits bei $\sim 0{,}5$ V/cm die Wanderung einsetzt.

III. Theoretische Entwicklung der Stromkurve beim Stromdurchgang durch Isolierstoffe unter sinusförmiger Spannung

Um die Momentanwerte des Stromes zu erhalten, könnte man in der Weise vorgehen, daß man für jeden Momentanwert der Spannung bzw.

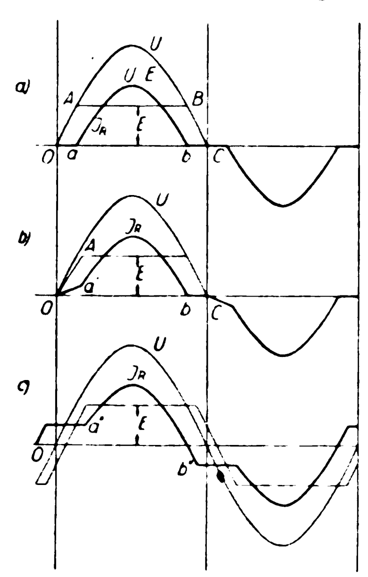


Abb. 2. Stromdurchgang durch Isolierstoff mit kleiner Dielektrizitätskonstante und verhältnismäßig großer Leitfähigkeit

der Spannungsänderung die zugehörigen ε'- bzw. A'-Werte in Rechnung stellt. Statt dessen sei hier ein unmittelbarer Weg eingeschlagen, der nur die Gegenspannung und die konstanten Werte von ε und A erfordert und wesentlich anschaulicher ist. Hierzu wird die Fiktion aufgestellt, daß auf den Isolierkörper mit unveränderlicher D.K. und Leitfähigkeit die Differenz Elektrodenspannung minus Gegenspannung wirkt.

1. Fall. Stoff mit kleiner D.K. ε und verhältnismäßiger großer Leitfähigkeit A. Beispiel: Faserstoff, Pappe. In diesem Fall kann der Kapazitätsstrom gegenüber dem Leitungsstrom vernachlässigt werden. Abb. 2 veranschaulicht den Fall. Die aufgezwungene Spannung U verlaufe sinusförmig.

a) Ist die Ionenbeweglichkeit sehr groß, so folgt die Gegenspannung E der Kurve U, bis sie ihren Höchstwert (bei A) erreicht hat, und bleibt dann konstant, bis sie vom Punkte B ab wieder der Kurve U folgt. Die Differenzspannung $(U - E)_t$ und damit der Leitungsstrom I_R (in anderem Maßstab) durchläuft die Punkte $O - a - b - C$ (Abb. 2a).

b) Bleibt die Gegenspannung E (am Anfang) etwas hinter U zurück, folgt sie aber am Ende der Halbperiode wieder der Kurve U, so ergibt sich für die Stromkurve I_R der Kurvenzug $O - a' - b - C$ (Abb. 2b).

Der Unterschied gegenüber a) besteht darin, daß die Stromkurve, die bei a) eine gewisse Strecke in der Abszisse verläuft, sich bereits bei der Hälfte dieser Strecke nach oben wendet.

Die Übergänge von einem Kurvenabschnitt zum anderen werden naturgemäß mehr oder weniger stetig erfolgen.

c) Ist eine ausgesprochene Mindestspannung notwendig, bevor sich die Ionen in Bewegung setzen, weil Gegenkräfte wirksam sind, so ergibt sich von Anfang an eine zeitliche Verschiebung der E-Kurve. Auch am Ende macht sich dies dadurch bemerkbar, daß die E-Werte höher sind als die U-Werte (Rückstandserscheinung). Im ganzen ergibt sich also eine nacheilende Phasenverschiebung der E-Kurve gegenüber der U-Kurve. Die Folge ist, daß die horizontalen Teile der Stromkurve nicht mehr in der Abszisse verlaufen, sondern sich um so mehr über sie erheben, je ausgeprägter die Verschiebung ist.

Alle drei Fälle konnten experimentell beobachtet werden (vgl. später).

2. Fall. Stoff mit großer D.K. und Leitfähigkeit. Beispiel: Schiefer, Speckstein. In diesem Fall tritt zu dem Leitungsstrom noch der Kapazitätsstrom hinzu.

Allgemein ist der Kapazitätsstrom

$$J_C\, dt = C\, dU.$$

Hier ist unter U die Differenz zwischen Elektrodenspannung U_e und Gegenspannung E zu verstehen, die, wie die Entwicklung unter (1) zeigt, von der Sinusform abweicht. Die Differentialkurve

$$J_C = C\frac{dU}{dt}$$

weist Spitzen auf, die um so schärfer sind, je unmittelbarer die Spannungskurve aus dem horizontalen Teil in den Bogen übergeht, d. h. je beweglicher die Ionen sind.

Man kann die Spannungskurve

$$U_t = (U_e - E'_t = f(t)$$

zerlegen in die sinusförmige Grundkurve und die ungeraden Harmonischen, von denen die dritte ganz besonders ausgeprägt ist. In den Fällen, wo die Ionen weniger beweglich und die Stromspitzen unscharf sind, genügt es, nur die dritte Harmonische zu berücksichtigen. In der Abb. 3 sind die Verhältnisse dargestellt, wobei zugleich die resultierende Stromkurve ($J_{C_t} + J_{R_t}$) eingetragen ist. Auch diese Kurve konnte experimentell beobachtet werden.

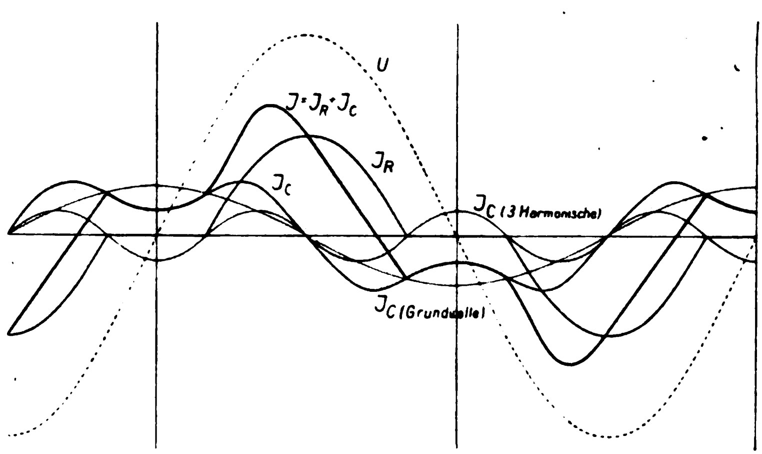


Abb. 3. Stromdurchgang durch Isolierstoff mit großer Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit

Einfluß der Erwärmung. Die unter dem Einfluß der Wechselspannung hin und her wandernden Ionen bewirken eine Erwärmung des Stoffes, die eine notwendige und eine mögliche Folgeerscheinung bedingt.

Erwärmung bedeutet Energieumsatz und erfordert eine Leistungskomponente des Stromes, was sich durch eine nacheilende Phasenverschiebung $< 90^0$ des Kapazitätsstroms gegenüber der Spannung ausdrückt.

Durch Temperatursteigerung kann die Ionenadsorption schwächer und damit die Gegenspannung kleiner werden (evtl. verschwinden), wodurch dann das horizontale Stück in den Kurven, Abb. 2, verkürzt wird.

Beide Erscheinungen wurden experimentell beobachtet.

IV. Experimentelle Ermittlung der Stromkurve beim Stromdurchgang durch Isolierstoffe unter sinusförmiger Spannung.[3])

Zur Aufnahme der Stromkurve wurde ein Siemens - Blondel - Oszillograph mit zwei Schleifen verwendet. Die zweite Schleife diente zur gleichzeitigen Aufnahme der Spannungskurve zwecks Feststellung der Phase der Stromkomponenten. Als Strommquelle stand ein Einphasengenerator (SSW, 7,5 kVA, 250 V, 50 Hz, mit Dämpferwicklung und 2 bzw. 3 Nuten je Pol.) zur Verfügung, die eine glatte, nahezu sinusförmige EMK lieferte. Der Generator — meist nur bis 100 Volt erregt — arbeitete auf einen Transformator (10 kVA, $^{220}/_{60000}$ V, mit 36 Hochspannungsspulen), von dem aus der Strom durch den Isolierstoff und die Oszillographen-Schleife geschickt wurde. Die Änderung der Spannung geschah durch Änderung der Anzapfspule; eine Spule diente in Verbindung mit einem Wasserwiderstand zur Aufnahme der Spannungskurve.

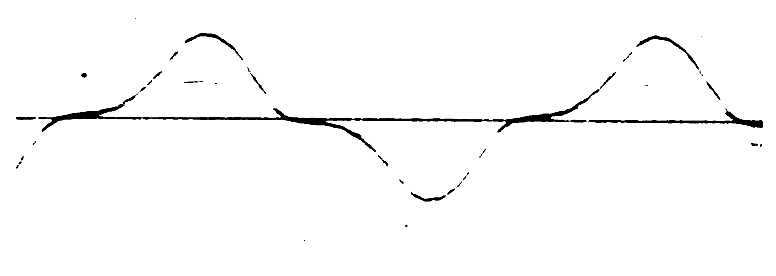
Zur Untersuchung kamen verschiedene Pappearten, Preßspäne, gummifreie Isolierstoffe, Hartpapiere, ferner Schiefer, Speckstein, Marmor. Von den hochisolierenden Stoffen stand nicht genügend Material zur Verfügung, so daß die Kapazität nicht hinreichte, um analysierbare Kurven zu erhalten.

Als Elektroden wurden Messingscheiben von 10 (oder 6) cm Durchmesser benutzt, die auf die Stoffe aufgepreßt wurden. Die Spannung wurde meist so gewählt, daß eine Erwärmung des Stoffes eintrat, wodurch sich der Widerstand verringerte und die Stromstärke vergrößerte. Während dieser Veränderungen wurden dann verschiedene Phasen aufgenommen, so daß die Oszillogramme meist mehrere Kurven aufweisen. Die Metamorphose vollzieht sich häufig sehr rasch, so daß die Aufnahme nicht ganz leicht ist. Über spezielle Beobachtungen vgl. nächsten Abschnitt.

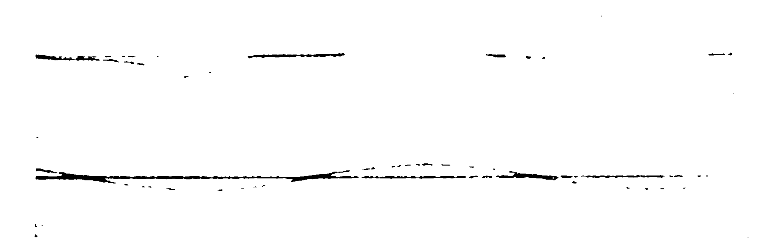


Oszillogramm 1

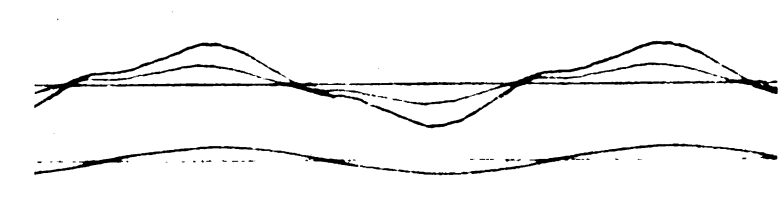
[3]) Hierbei unterstützte mich mein Assistent Herr Wen Hsiä Djün.



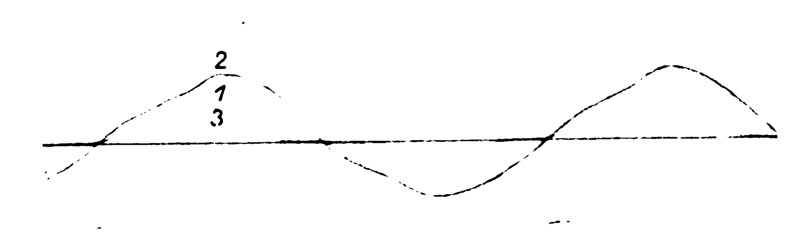
Oszillogramm 2



Oszillogramm 3



Oszillogramm 4



Oszillogramm 5

Ergebnisse

Oszillogramm 1. Lederpappe I, 2 mm, 4200 V. Es zeigt sich, daß die horizontalen Abschnitte der Stromkurven sich mit der Zunahme der Erwärmung (mit wachsenden Amplituden) etwas verkleinern. Der Übergang in den Bogen wird dabei schärfer. Dies ist zu erwarten, weil die Adsorption schwächer und die Ionenbeweglichkeit mit der Temperatur zunimmt. Die Kurven entsprechen den theoretischen Entwicklungen unter III, 1, a, b, Abb. 2 a, b.

Osz. 2. Lederpappe II, 2 mm, 4200 Volt. Bei einer anderen Probe ergab sich ein ähnliches Resultat.

Osz. 3. Schiefer, 3 mm, 4500 V. Die Stromkurve entspricht besonders gut der theoretischen III, 1, b, Abb. 2b. Insbesondere ist zu bemerken, daß die Lage des Nullpunktes der Spannungskurve der Theorie entspricht.

Osz. 4. Preßspan, 1 mm, 4200 V. Diese Aufnahme kann als Beispiel für die theoretische Ableitung III, 1, c, Abb. 2c, dienen. Die horizontalen Teile der Stromkurve heben sich aus der Abszisse hervor. Bei starker Erwärmung (größte Amplitude) scheint die Kurvenverzerrung zu verschwinden, was auf die Ablösung der adsorbierten Grenzionen zurückzuführen ist. Gestützt wird diese Annahme noch durch folgende Beobachtung.

Osz. 5. Lederpappe, 2 mm, 5000 V. Die Pappe war vorher Wasserdampf ausgesetzt worden. Die Stromkurve wuchs infolge der großen Leitfähigkeit und daher raschen Erwärmung sehr schnell an und durchlief die Phasen 1, 2. Infolge der Verdampfung des Wassers nahm dann die Leitfähigkeit ab, und die Kurvenamplitude ging zurück. Dabei sank die Temperatur und die Adsorption der Ionen trat mehr und mehr in die Erscheinung, was die Umbildung des Kurvenverlaufs entsprechend der Theorie veranlaßte. (Osz. 5, Kurve 3.) Von wesentlicher Bedeutung erscheint hierbei noch folgendes. Bald nach Erreichen der Phase 3 trat der

Durchschlag ein. Trotzdem also die Stromstärke durch den Isolierstoff um das Fünffache höher gewesen war, war kein Durchschlag erfolgt. Erst als die Erscheinung der Ionenadsorption und damit die Umbildung der Spannungsverteilung im Isolierstoff einsetzte, erfolgte der Durchschlag, was der früher vom Verfasser entwickelten Theorie der Durchschlagsfunktionen[4]) entspricht.

Diese Beobachtung wurde wiederholt gemacht; daß ein „Durchbrennen" auch häufig mit der Stromamplitude zusammenfiel, bedeutet keinen Widerspruch, sondern nur, daß es sich um ein anderes Erscheinungsgebiet handelt.

Osz. 6. Preßmasse (Asbest, Füllstoffe, Peche), 4 mm, 4500 V. Es wurden eine ganze Reihe von gummifreien Preßisolierstoffen untersucht. Soweit sie nicht einen zu hohen Widerstand hatten, wie die hochwertigen Bakeliterzeugnisse, zeigten die Stromkurven einen ähnlichen Verlauf wie bei Preßspan.

Osz. 7. Schiefer, 3 mm, 4200 V, Elektroden: 60 mm Durchmesser, Schiefer hat eine wesentlich höhere D.K. als Pappe (etwa die 4 fache). Infolgedessen ist auch unter sonst gleichen Umständen ein entsprechend höherer Kapazitätsstrom zu erwarten, der sich zu dem Leitungsstrom addiert. Die Oszillogramme 7 und 8 entsprechen in der Tat der in Abb. 3 entwickelten Kurvenform. Etwa im Augenblick, wo die Spannungskurve den Nullwert durchläuft, weist die Stromkurve die charakteristische Einsattelung auf.

Osz. 7 zeigt deutlich die Metamorphose. Im Anfang des Versuchs ist der Schiefer kalt, die Adsorption groß; daher große Gegen- und kleine Restspannung, also geringer Leitungs- und Kapazitätsstrom. Die Kurve des Stromes läuft eine beträchtliche Strecke in der Nullinie. Mit wachsender Erwärmung nimmt die Adsorption und Gegenspannung ab, der horizontale

Oszillogramm 6

Oszillogramm 7

Oszillogramm 8

48 m/m

60 m/m

Oszillogramm 9

[4]) P. Böning, Zur Theorie des elektrischen Durchschlags I, Arch. f. El. **20** (1928), 88.

Teil der Stromkurve wird dadurch kürzer, die Amplituden beider Stromkomponenten nehmen gleichzeitig zu. Ferner verschiebt sich — infolge der Verlustkomponente des Stromes — das Kurvenbild im Sinne geringerer Phasenverschiebung der Grundkurve des Stromes gegenüher der Spannung.

Osz. 8. Schiefer, 3 mm, 4200 V, Elektroden: 10 cm Durchmesser. Infolge des größeren Elektrodendurchmessers gegenüber der vorigen Anordnung ist der Widerstand der Schieferplatte kleiner. Die hierdurch bedingte höhere Belastung des Transformators hat eine Verzerrung der Spannungskurve zur Folge, die sich rückwirkend auf die Stromkurve überträgt. Die Unsymmetrie in der Stromkurve hat noch einen weiteren Grund. Sobald irgendeine Unsymmetrie in der Anordnung vorhanden ist, sei es im Stoff selber, sei es an den Elektroden, so muß diese einen Polaritätseffekt hervorrufen, d. h. der Wert des Stromintegrals über einer Periodenhälfte muß größer sein als über der anderen. Ist nun in dem Stromkreis eine Induktanz vorhanden, so wird die Dauer des Stromes in der durchlässigeren Richtung verlängert, in der anderen entsprechend verkürzt usw., um so mehr, je größer die Induktanz im Verhältnis zum Widerstand ist.[5]) Mit steigender Temperatur, also mit abnehmendem Widerstand und größer werdendem Strom muß demnach die Verzerrung zunehmen. Das Osz. 9 veranschaulicht dies.

Osz. 9. Schiefer, 3 mm, 4300 V, Elektroden: 10 cm Durchmesser.[6])

Zum Schluß sei eine Beobachtung erwähnt, die gelegentlich der vorstehenden Untersuchungen gemacht wurde. An Pertinaxleinen von 1 mm Stärke zwischen Elektroden von 10 cm Durchmesser sollte die Stromkurve anfgenommen werden. Die Amplituden waren aber zu klein, so daß die Kurve nicht verwertet werden konnte. Nachdem der Stoff etwa 10 Minuten einer Spannung von 3300 V eff. ausgesetzt gewesen war, zeigte sich die Kreisfläche, wo die Elektroden aufgelegen hatten, wesentlich durchscheinender, als die nicht beanspruchten Stellen. Der Versuch konnte noch einmal mit demselben Ergebnis wiederholt werden. Leider stand weiteres Material nicht zur Verfügung, so daß die Deutung der Erscheinung vorläufig ausgesetzt werden muß.

Zusammenfassung

Vorliegende Arbeit befaßt sich mit der theoretischen und experimentellen Untersuchung der Frage, wie sich die Stromkurve gestaltet, wenn ein technischer Isolierstoff in einen Stromkreis mit sinusförmiger Spannung eingeschaltet wird. Zunächst werden die Beziehungen der D.K. und der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Spannung erörtert. Dann wird — auf derselben Grundlage, aber auf mehr unmittelbarem Wege — abgeleitet, welche Stromkurven unter verschiedenen Umständen zu erwarten sind. Schließlich wird an Hand von Oszillogrammen, die mit verschiedenen Isoliermaterialien aufgenommen wurden, gezeigt, daß die gefundenen Kurvenformen den Ableitungen entsprechen. Hierbei wird auch der Einfluß der Erwärmung behandelt, ferner der Einfluß, den Unsymmetrien in der Anordnung und im Zusammenhang hiermit Induktanzenim Stromkreis auf die Kurvenform ausüben. Es ergibt sich, daß die Metamorphose der Stromkurve auf Grund dieser Einflüsse gedeutet werden kann. Damit erscheint der Schluß berechtigt, daß die Grundvorstellungen richtig sind.

(Eingegangen am 3. April 1929)

[5]) Vgl. A. Günther-Schulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile, Verlag Kösel & Pustet, Kempten.

[6]) Marmor und Speckstein ergaben ganz ähnliche Kurven.

Vakuumtechnische Neuerungen an Kathodenoszillographen

Von Max Knoll, Berlin

(Mitteilungen aus dem Hochspannungslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin)

Inhalt: Eine Verstellvorrichtung zum Verschieben beweglicher Teile im Hochvakuum, ein Hochvakuumabsperrhahn aus Metall, ein einfaches Vakuumprüfrohr sowie fettfreie Gummidichtungen und Bleidichtungen zur schnellen hochvakuumdichten Verbindung einzelner Apparateteile unter einander werden beschrieben.

Einleitung

An einen Kathodenstrahloszillographen für photographische Innenaufnahmen werden aus Gründen der Betriebssicherheit und der schnellen Betriebsbereitschaft hohe vakuumtechnische Anforderungen gestellt. Die teilweise recht komplizierten Innenteile (photographische Kassette, Ablenkorgane, Blenden usw.) sollen leicht zugänglich sein, dabei aber innerhalb kürzester Zeit wieder unter Hochvakuum (mindestens 10^{-4} mm Hg) gesetzt werden können. Bewegliche Teile (Ablenkplatten, Blenden) müssen während des Betriebes ohne Anwendung magnetischer Hilfsmittel (Beeinflussung des Kathodenstrahls) im Hochvakuum verschoben werden können. Fettschliffe sollen wegen der ins Vakuum abgegebenen Gase (Erhöhung der Pumpzeiten) an sämtlichen Stellen, wo man ohne sie auskommen kann, vermieden werden; besonders trifft dies zu bei Dichtungen, die relativ häufig geöffnet und geschlossen werden, z. B. zum Ein- und Ausbringen von photographischem Material. Beim Öffnen größerer Schliffe kommt als weiterer Nachteil noch der durch jedesmaliges Wiedereinfetten vor dem Neuevakuieren entstehende Zeitverlust hinzu.

Im folgenden werden Gummidichtungen, Bleidichtungen und Federungskörper beschrieben, welche den gestellten Anforderungen genügen.

Zur weiteren Herabsetzung der Pumpzeiten bei Inbetriebnahme ist es erwünscht, den Oszillographen während längerer Zeit unter verhältnismäßig hohem Vakuum stehen zu lassen, ohne die Pumpen in Betrieb halten zu müssen. Möchte man andererseits während des Betriebes nur auf kurze Zeit, z. B. zum Auswechseln photographischen Materials, den Apparat unter Atmosphärendruck setzen, so will man gerne die Diffusionspumpe angestellt lassen können, um deren lange Anheizzeit während des Neuevakuierens zu sparen. Beiden Forderungen genügt ein Absperrhahn in der Hochvakuumleitung, welcher aber weder zerbrechlich sein noch hohen Strömungswiderstand besitzen darf.

Als besonders wichtig erweist sich die laufende Kontrolle der jeweiligen Höhe des Vakuums und der Natur der noch vorhandenen Gasreste im Kathodenstrahloszillographen; hierfür hat sich eine abgeänderte Geißlersche Röhre besser bewährt als die umständlichere Meßmethode mittels Mc. Leodschen Manometers.

1. Fettfreie Verstellvorrichtung zum Verschieben beweglicher Teile im Hochvakuum

Bereits seit längerer Zeit sind für diesen Zweck in der Vakuumtechnik fettfreie Schliffe mit Quecksilberdichtung, Bleirohre[1]) oder auch Membranen[2]) verwendet worden. Gewellte Membranen nach Art der bei Aneroidmanometern üblichen wurden von uns an passender Stelle (z. B. als Ersatz eines Kugelschliffes zum allseitigen Verstellen der Entladungsröhre) vor etwa einem Jahr an Kathodenstrahloszillographen eingeführt und haben sich seitdem gut bewährt.

Handelt es sich um größere Verschiebungen in derselben Richtung von einem oder meheren Zentimetern Länge, wie sie z. B. erforderlich sind, um eine weitgehende Verstellung der Ablenkplatten des Kathodenstrahloszillographen unter Vakuum zu ermöglichen, so muß man zu anderen Mitteln übergehen. Die im Hochspannungslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin entwickelte Verstellvorrichtung beruht auf der Verwendung dünnwandiger elastischer Metallkörper von ziehharmonika-artigem Längsschnitt, welche in ihrer Längsachse zusammengedrückt oder auseinandergezogen werden. Solche Metallkörper können durch Drücken oder durch Fräsen aus dem Vollen aus Stahl, Bronze, Tombak oder Kupfer erhalten werden; bekannt sind z. B. die nach einem solchen Verfahren hergestellten nahtlosen biegsamen Tombakschläuche mit Spiralrippen[3]). In gestauchtem Zustand lassen sich kurze Stücke solcher Schläuche in Verbindung mit einer Zugvorrichtung ohne weiteres für den geschilderten Zweck verwenden, wenn man dafür Sorge trägt, daß die beim Auseinanderziehen infolge der Spiralrippen auftretende Torsionsbewegung unschädlich gemacht wird. Noch

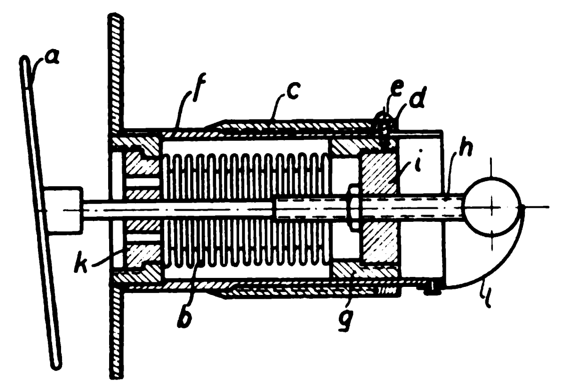


Abb. 1. Verstellvorrichtung für Ablenkplatten (Schnittzeichnung)

günstiger wegen des vollständigen Fortfalles der Torsionsbewegung verhalten sich Metallschläuche mit Parallelrippen, wie sie seit kurzem als „Federungskörper" im Handel erhältlich sind[3]).

Die Skizze Abb. 1 zeigt eine Verstellvorrichtung für Ablenkplatten an Kathodenstrahloszillographen, die sich gut bewährt hat. Die Verstellung der Ablenkplatten (*a*) geschieht über den elastischen

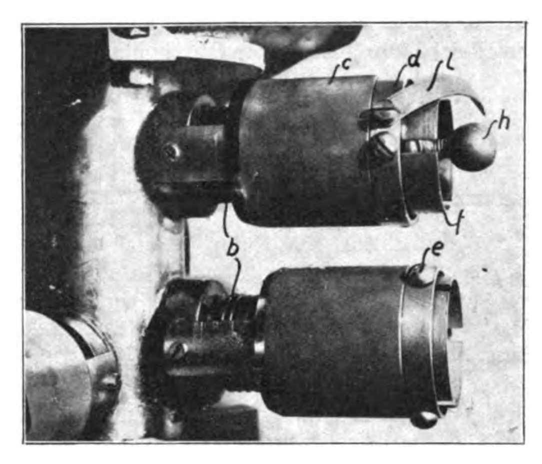


Abb. 2. Verstellvorrichtung für Ablenkplatten und Blenden (Ansicht)

Metallkörper (*b*) (Federung $\pm$ 40% der Gesamtlänge) mittels der gekordelten Mutter (*c*), welche gegen den Mitnehmerring (*d*) drückt. Dieser steht durch 3 Schrauben (*e*), welche in Schlitzen der der Hülse (*f*) gleiten, mit dem Führungsring (*g*) in Verbindung, in welchen der Ablenkplattenhalter

[1]) Braun, Ann. d. Phys. 4. Folge, Bd. 16, 416.

[2]) B. Josephy, Fettfreies Regulierventil für das Hochvakuum. Zeitschr. f. Instrum.-Kunde **47**, Nr. 9, (1927), 456/38.

[3]) Berlin-Karlsruher Industriewerke A.-G.

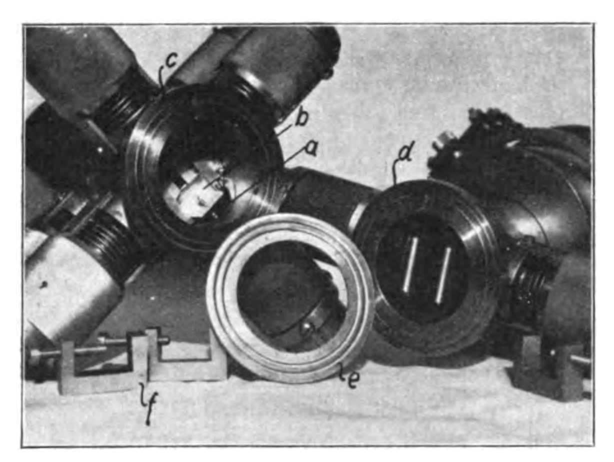


Abb. 3. Ablenkteil mit Verstellvorrichtungen nach Abb. 2

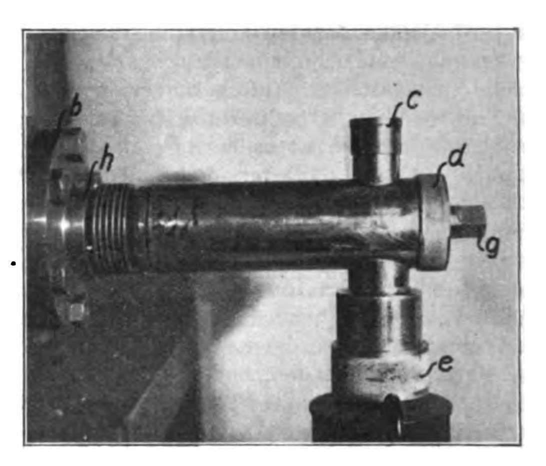


Abb. 5. Hochvakuumhahn aus Metall (Ansicht)

(*h*) mittels der Bakelitscheibe (*i*) isoliert eingesetzt ist. Der Federkörper (*b*) ist an seinen beiden Enden mit den zugehörigen Führungsringen sorgfältig weich verlötet. Zur weiteren Führung des Plattenhalters dient eine zweite mit Löchern versehene Bakelitscheibe (*k*). Die Blattfeder (*l*) dient zur bequemen Erdung der Ablenkplatten. Bakelitscheibe (*i*) und Führungsring (*g*) sind miteinander verschraubt und mit Resinitmasse vakuumdicht verkittet.

Das Bild Abb. 2 zeigt oben die eingebaute Verstellvorrichtung für eine Ablenkplatte, unten eine ähnliche Anordnung zum Verschieben einer Blende, wobei die Bakelitscheiben durch Metallscheiben ersetzt sind. In Abb. 3 ist neben der Gesamtanordnung der Verstellvorrichtungen zu

Abb. 4. Hochvakuumhahn aus Metall (Schnitt)

sehen, wie der Verstellhebel (*a*) an der beweglichen Blende (*b*) angreift.

Einige Anregungen bei der Konstruktion der Verstellvorrichtung verdanke ich Herrn Stoerk.

2. Hochvakuumabsperrhahn aus Metall

Die im Handel erhältlichen Metallhähne für Gas- oder Wasserarmaturen sind bei niedrigen Drucken unbrauchbar wegen der zu geringen

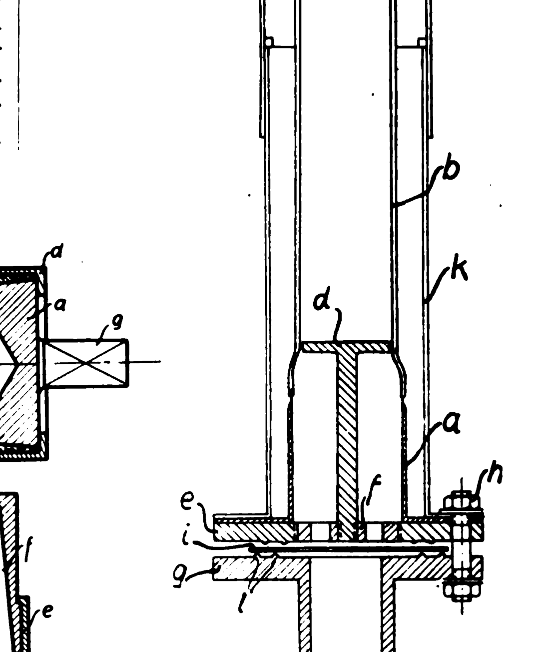


Abb. 6. Geissler-Rohr zur Hochvakuumprüfung (Schnitt)

Wegstrecke zwischen Vakuum und Atmosphärendruck, gemessen an der Dichtungsfläche. Dieser Abstand muß bei Fettdichtungen mindestens 15 bis 25 mm betragen. Den für Hochvakuumzwecke

mit möglichst geringem Strömungswiderstand entwickelten Hahn zeigt im Schnitt die Skizze Abb. 4. Das Küken (*a*) ist hohl und besitzt nur ein einziges Loch (*b*), durch welches das Oszillographengehäuse entweder mit der Hochvakuumpumpe oder mit der Außenluft [über Staubschutzkappe (*c*)] verbunden werden kann. Die Überwurfmutter (*d*) dient zum Festhalten des Kükens; die Überwurfmutter (*e*) sichert den Schliff (*f*). Auf dem Vierkant (*g*) sitzt ein abnehmbarer Schlüssel; zur Abdichtung des Kükens wird am besten Ramsayfett verwendet, in besonderen Fällen tritt an Stelle der Überwurfmutter (*d*) eine Quecksilberdichtung. Als Herstellungsmaterial dient Messing oder Stahl, letzterer in allen Fällen, wo mit Vorhandensein von Quecksilber zu rechnen ist. Abb. 5 zeigt den an eine Gaedesche Diffusionspumpe aus Stahl anmontierten Hahn mit federndem Anschlußstutzen (*h*).

Die Metallhähne arbeiten in verschiedenen Größen bis zu 62 mm Kükendurchmesser seit einem Jahr zur vollständigen Zufriedenheit.

3. Vakuumprüfrohr

Abb. 6 zeigt eine Skizze, Abb. 7 ein Bild des Vakuumprüfrohres. An das dünn ausgezogene

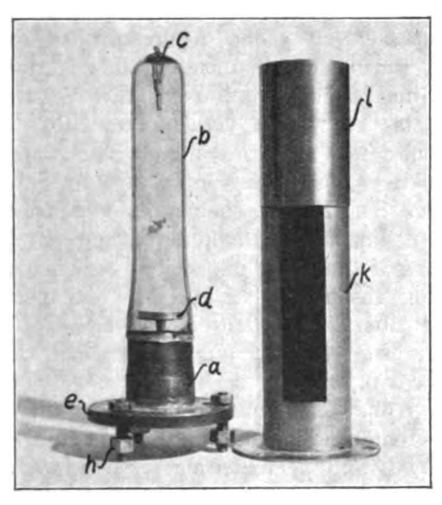


Abb. 7. Ansicht der Hochvakuumprüfeinrichtung

Kupferrohr (*a*) ist das zylinderische Geißler-Rohr (*b*) aus Glas mit Stiftanode (*c*) und Plankathode (*d*) aus Aluminium angeschmolzen. Die letztere wird getragen von einer in den Flansch (*e*) eingeschraubten, durchlöcherten Scheibe (*f*); der am Oszillographengehäuse montierte Gegenflansch (*g*) wird mittels Stiftschrauben (*h*) und Bleidichtung (*i*) an (*e*) angepreßt. Zum Schutz des Ganzen dient ein zur besseren Beobachtung der Entladungserscheinungen innen schwarz lakiertes Rohr (*k*) mit abnehmbarer Kappe (*l*).

Die mit einem kleinen Automobil-Zündinduktor (25 mm Funkenlänge, Primärspannung 4 Volt, Außenmaße 13 × 7 × 9 cm) erhaltenen Entladungserscheinungen gestatten auch im nichtverdunkelten Raum ein bequemes Verfolgen des Luftdruckes bei fortschreitendem Evakuieren zwischen 40 und 10^{-4} mm Hg. Das Rohr kann sehr leicht gereinigt und ausgewechselt werden. Abb. 10 zeigt seinen Anschluß an ein Oszillographengehäuse.

4. Fettfreie Dichtungen

Fettfreie Gummidichtungen sind beim Bau von Quecksilberdampf-Großgleichrichtern[5]), Blei- bzw. Aluminiumdichtungen auch sonst in der Vakuumtechnik[2]) bereits angewandt worden. Ihre Verwendung bei Kathodenstrahloszillographen hing neben gewissen dem Spezialzweck angepaßten

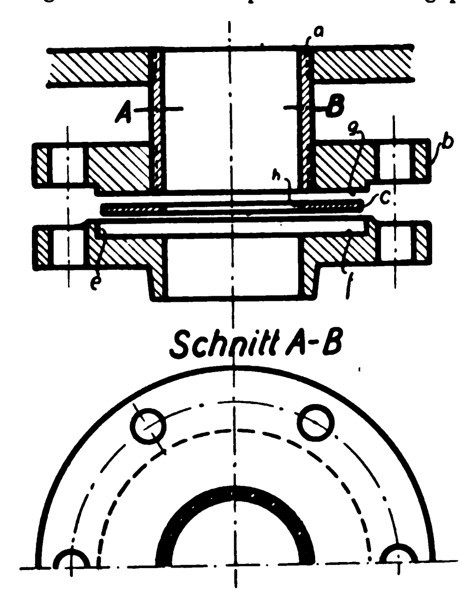


Abb. 8. Gummidichtung (schematische Schnittzeichnung)

konstruktiven Erfordernissen davon ab, ob die Hochvakuum-Dichtigkeit auch bei sehr häufigem Öffnen und Schließen auf die Dauer erhalten bleiben würde. Bereits im Jahre 1927 hat Herr Dipl.-Ing. Hochhäusler eine Gummidichtung an einem in unserm Institut entwickelten Kathodenoszillographen mit Erfolg angewandt, der soeben in der ETZ.[4]) beschrieben ist. Allerdings genügte das damals zur Verfügung stehende Gummimaterial wegen seiner Gasabgabe im Vakuum noch nicht den verlangten Anforderungen in Bezug auf die Länge der Pumpzeit. Diese konnte bei Verwendung der weiter unten beschriebenen Gummisorte herabgesetzt werden.

a) Gummidichtungen. Abb. 8 zeigt schematisch, Abb. 5 und Abb. 9 im Bild einen Anschluß-

[4]) ETZ. 1929, Heft 24, S. 860.
[5]) Siehe umstehend.

stutzen (*a*) mit Flansch (*b*) und inliegender Gummidichtung (*c*), welche durch Stift- oder Kopfschrauben zusammengepreßt werden kann. Der eigentliche Dichtungsring (*c*), welcher rechteckigen Querschnitt besitzt und von der Nut (*e*) im Flansch gehalten wird, liegt auf den gedrehten und polierten (Schleifen ist nicht nötig) Flächen (*f*) und (*g*) auf

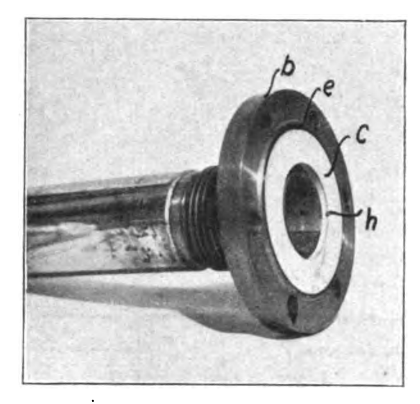


Abb. 9. Gummidichtung in Ansicht

und muß mindestens 20 mm breit sein. Im praktischen Betrieb hat sich gezeigt, daß eine Abdeckung der dem Hochvakuum zugekehrten Innenseite (*h*) des Gummiringes mit Metall zur weiteren Herabsetzung der Gasabgabe[5]) beim Kathodenstrahloszillographen mit Gasentladungsrohr nicht not-

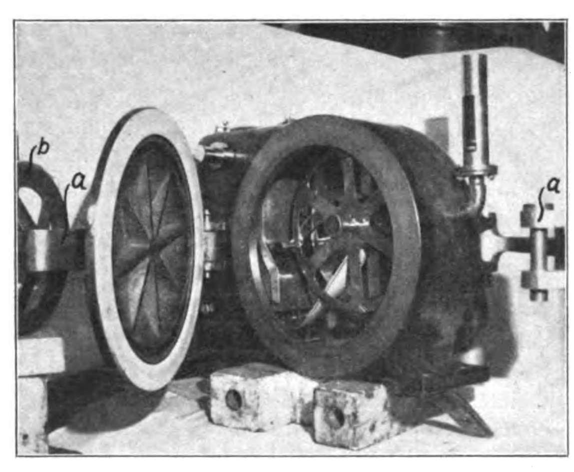


Abb. 10 Oszillographengehäuse mit großer Gummidichtung

wendig ist. Besonders stark treten die Vorteile der Gummidichtung bei großen Durchmessern in Erscheinung: bei Schliffen sind hier, abgesehen von der unangenehmen und zeitraubenden Hantierung mit großen einzufettenden Flächen, dem mühseligen Ein- und Nachschleifen usw. sehr starke Adhäsionskräfte zum Abziehen der aufeinandergepreßten Flächen zu überwinden. Da diese Kräfte bei Gummiringen außerordentlich gering sind, fallen die bei Fettschliffen zum Oeffnen erforderlichen Abzugsvorrichtungen fast vollständig weg. Die bei kleinen Durchmessern notwendigen Flansche mit Anzugsschrauben sind bei größeren Gummidichtungen entbehrlich, da der äußere Luftdruck selbst den nötigen Flächendruck zu liefern im Stande ist.

Als Material für die Gummiringe hat sich der aus einer Spezialsorte mit geringem Kohlenstoff- und Schwefelgehalt hergestellte Gleichrichtergummi des SSW besonders gut bewährt. Abb. 10 zeigt die Kassettendichtung eines großen Oszillographengehäuses für Filmlängen bis zu 300 m mit einer Gummidichtung von 38 cm Durchmesser. Diese große Dichtungsfläche wurde im Laufe eines Vierteljahres mit demselben Gummiring etwa 300 mal geöffnet und geschlossen, ohne daß sich die geringste Undichtigket gezeigt hätte. Auf dem Bild ist rechts und links noch die ziemlich umfangreiche Abzugsvorrichtung mit Hebeln (*a*) und Handrad (*b*) zu erkennen, welche für den früher verwendeten Fettschliff nötig war.

b) Bleidichtungen. Da die hin und wieder für Vakuumzwecke verwendeten Bleidichtungen kleinen Durchmessers infolge ihrer verhältnismäßig großen Dichtungsfläche beim Übergang auf größere Durchmesser zu große Anpressdrucke erfordert hätten, wurde auf ein unseres Wissens zuerst von der Firma Philips/Eindhoven für Vakuumdichtungen bis zu 70 mm verwendetes Profil zurückgegriffen, dessen dem besonderen Zweck angepaßte konstruktive Ausführung in Abb. 6 im Schnitt zu erkennen ist. Die gegeneinander versetzten kreisförmigen koaxialen Dichtungsflächen (*l*) drücken den Ring (*i*) aus Blei oder einer geeigneten Zinnlegierung zusammen. Die Höhe der Dichtungsflächen über dem Flansch (*e*) bezw. (*g*) beträgt ca. 0,4, ihre Basis ca. 1 mm, die Dicke des Bleiringes ca. 0,7 mm.

In Abb. 3 ist eine größere Dichtung dieser Art (Durchmesser 85 mm) mit den Dichtungsflächen (*c*) und (*d*) und dem Bleiring (*e*) erkennbar. Zum Zusammenpressen dienen hier drei von außen über (*e*) und (*d*) geschobene Klammern (*f*). Da die Dichtungsringe nach zwei- bis dreimaliger Benutzung im allgemeinen erneuert werden müssen, ist diese Dichtungsart an Stellen zweckmäßig, die zwar nicht häufig auseinander genommen werden müssen, aber doch leicht zugänglich bleiben sollen.

Auch diese Dichtungsmethode hat sich im monatelangen Betrieb am Kathodenstrahloszillographen gut bewährt, besonders an Stellen, die sich betriebsmäßig erwärmen und wo schon aus diesem Grunde Fettdichtungen nicht anwendbar sind.

Sämtliche beschriebenen Apparaturen sind im

---

[5]) A. Siemens, Die Gummidichtung des Großgleichrichters. Siemens-Zeitschr. 8, (1928), Heft 5, 316/320.

Hochspannungslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin mit finanzieller Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen gebaut worden. Beiden Stellen sei hiermit bestens gedankt.

Zusammenfassung

Für den Kathodenstrahloszillographen bringt Ersatz der bisher verwendeten Fett- bzw. Pizeindichtungen durch solche aus Gummi oder Blei bedeutende Vorteile. Durch Verweudung elastischer Metallkörper ist auch eine Verschiebung beweglicher Teile im Inneren ohne Zuhilfenahme einer Fettdichtung möglich. Eine wesentliche Abkürzung der Pumpzeit wird durch Anwendung eines Hochvakuum-Absperrhahnes aus Metall erzielt; eine Dauerkontrolle des vorhandenen Vakuums erfolgt durch ein einfaches Vakuumprüfrohr.

(Eingegangen am 29. Mai 1929)

Zuschriften an die Schriftleitung

Die Wirkung einer endlichen Schirmplatte auf die Schallstrahlung eines Dipoles

Im obigen Aufsatze, diese Zeitschrift 1929, S. 124, gibt M. J. O. Strutt an, daß Rice und Kellogg 1925 die Wirkungsweise einer Schirmplatte an Lautsprechern zuerst erkannt hätten. Ich gestatte mir, darauf hinzuweisen, daß ich in einem Vortrage, den ich 1921 in der Gesellschaft für technische Physik (Ein Versuch über Schallstrahlung) gehalten und 1922 in der Zeitschrift für technische Physik veröffentlicht habe, die Wirkungsweise einer solchen Schirmplatte mit Hilfe einer Stimmgabel gezeigt, sie erklärt und auch auf ihre Anwendung beim Grammophon — Lautsprecher gab es damals noch kaum — hingewiesen habe. Schon 1915 hatte ich ein Patent (Tonverstärker Nr. 289385) angemeldet, bei welchem eine Schirmplatte verwendet und in dem bereits die gleiche Erklärung für die Wirkungsweise angegeben ist.

W. Burstyn.

Berichtigung

Durch ein Versehen wurden verschiedene Spalten der Arbeit v. Ardenne in Heft 5 vertauscht. Entsprechend dem der Arbeit vorangehenden Inhaltsverzeichnis ist der Text in folgender Reihenfolge zu lesen:

Seite 185 Spalte 2
Seite 186 Spalte 2, Zeile 12 bis Seite 187 Zeile 20
Seite 186 Spalte 1, bis Spalte 2 Zeile 11
Seite 187 Spalte 1, Zeile 21 bis Schluß.

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Abderhalden, E., Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. V. Methoden zum Studium der Funktionen der einzelnen Organe des tierischen Organismus. Teil 7, Heft 6. (Lief. 296.) S. 771—870, 48 Abb. und 5 Taf. Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien. 1929. Rm. 6,—.

Ambronn-Cobb, Elements of Geophysics. XI, 372 S., 84 Abb. Mc Craw-Hill, Publishing Co.; Ltd. London. 1928. Sh. 25/—.

Annales Scientifiques de L'université de Jassy. S. 307—759.

Balcke, H., Organisation der Wärmeüberwachung in technischen Betrieben. 322 S., 213 Abb. R. Oldenbourg, München. 1929. Rm. 16,—, geb. Rm. 17,50.

Barkhausen, H., Elektronen-Röhren. 3. Band (Empfänger). VI, 255 S., 124 Abb. S. Hirzel, Leipzig. 1929. Rm. 8,—, geb. Rm. 10,—.

Berndt, G., Grundlagen und Geräte technischer Längenmessungen. 2. Aufl. XII, 374 S., 581 Abb. Julius Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 43,50.

Bisacre, F. F. P., Praktische Infinitesimalrechnung. XI, 364 S., 104 Abb., 5 Bildnistaf. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1929. Geb. Rm. 18,—.

Carson-Ollendorff-Pohlhausen, Elektrische Ausgleichsvorgänge. IX, 186 S., 39 Abb. i. T. und 1 Taf. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 16,50, geb. Rm. 18,—.

Darrow-Rabinowitsch, Elementare Einführung in die Wellenmechanik. 102 S., 3 Abb. i. T. S. Hirzel, Leipzig. 1929. Kart. Rm. 5,—.

Glauert-Holl, Die Grundlagen der Tragflügel- und Luftschraubentheorie. 200 S., 115 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 12,75, geb. Rm. 13,75.

Graf, O., Die Dauerfestigkeit der Werkstoffe und der Konstruktionselemente. VIII, 131 S., 166 Abb. i. T. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 14,—, geb. Rm. 15,50.

Hay, A., Handbuch der wissenschaftlichen und angewandten Photographie. Band VIII. VII, 246 S., 131 Abb. und 8 Taf. Julius Springer, Wien. 1929. Rm. 24,— geb. Rm. 26,80.

Herz, R., Die photographischen Grundlagen des Röntgenbildes. XI, 226 S., 154 Abb. Georg Thieme, Leipzig. 1929. Rm. 17,—, geb. Rm. 19,—.

Merkel, F. und F. Bosnjaković, Diagramme und Tabellen zur Berechnung der Absorptions-Kältemaschinen. IV, 43 S., 30 Textabb. und 4 Diagrammen auf Taf. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 12.—.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. I. Band. I. Teil. XVI, 860 S., 673 Abb. I. Band. II. Teil. S. 849—1258, 398 Abb. i. T. und auf 2 Taf. Fr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Teil I und II sind nur zusammen käuflich und kosten Rm. 75,—, geb. Rm. 82,—.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. I. Band. III. Teil. XII, 484 S, 393 Abb. i. T. Fr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Rm. 29,—, geb. Rm. 32,—.

Pohl, R. W., Einführung in die Elektrizitätslehre. 2. Aufl. VII, 259 S., 393 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 13,80.

Pöschl, Th., Mechanik der nichtstarren Körper. S. 849 bis 909, 61 Abb. i. T. und auf 2 Taf. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Rm. 3,20.

Schottky, W. in Gemeinschaft mit H. Ulich und C. Wagner, Thermodynamik. XXV, 619 S., 90 Abb. und 1 Taf. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 56,—, geb. Rm. 58,80

Warburg, E., Lehrbuch der Experimentalphysik. 21. und 22. völlig neubearb. Aufl. XX, 486 S., 453 Abb. Th. Steinkopff, Dresden. 1929. Rm. 14,—, geb. Rm. 15,80.

Besprechungen

◆Gudden, B., **Lichtelektrische Erscheinungen**. (Bd. VIII der Sammlung „Struktur der Materie in Einzeldarstellungen", herausg. von M. Born und J. Franck.) IX, 325 S., 127 Abb. i. T. Jul. Springer, Berlin. 1928. Rm. 24,—, geb. Rm. 25,20.

14 Jahre nach dem Erscheinen des 1. Bändchens der „Sammlung Vieweg" aus der Feder von Pohl und Pringsheim hat uns B. Gudden einen neuen Überblick über den augenblicklichen Stand unserer lichtelektrischen Kenntnisse gegeben. Entsprechend der wichtigen Erweiterung, die unser Wissen durch die grundlegenden Versuche von Gudden und Pohl nach dem Kriege erfahren hat, ist die Gliederung des neuen Bändchens schärfer und deutlicher, was bei der unübersehbaren Fülle lichtelektrischer Veröffentlichungen die vielen Arbeiten gegenüber angebrachte Kritik sehr erleichtert. Gudden stellt die klassische „äußere" lichtelektrische Wirkung der physikalisch saubereren „inneren" gegenüber, deren Hauptförderung auf das Konto von Gudden und Pohl fällt. Bei der äußeren lichtelektrischen Wirkung unterscheidet Gudden wieder die normale und die selektive Wirkung, während die wesentlichste Unterteilung der inneren Wirkung durch die Elektronenbeweglichkeit gegeben ist; dementsprechend werden Isolatoren, Halbleiter, Selen u. a. getrennt behandelt. Überall spürt man die sachkundige Führung des experimentell Erfahrenen, aber auch die teilweise recht herbe, ja erbarmungslose Kritik, die der Verfasser vielen Arbeiten minderen Erkenntniswertes angedeihen läßt. Gerade diese schonungslose Kritik erscheint dem Referenten auf lichtelektrischem Gebiet als etwas positiv Wertvolles zu buchen zu sein, da sie dazu beitragen wird, nicht nur die Veröffentlichungen, sondern schon die Fragestellungen kritischer zu sieben. Dazu kommt, daß das Buch von Gudden geradezu als Zusammenstellung physikalisch wünschenswerter ungelöster Arbeiten bezeichnet werden kann. Um dieser beiden Vorzüge, der klärenden Kritik und der Aufgaben stellenden Anregung willen muß man der Guddenschen Darstellung den nachhaltigsten Eindruck auf alle auf lichtelektrischem Gebiet Arbeitenden wünschen, einerlei, ob man den Anschauungen von Gudden im einzelnen überall wird folgen können oder wollen. O. v. Auwers.

◆**Handbuch der Experimentalphysik.** Herausg. von W. Wien und F. Harms unter Mitwirkung von H. Lenz. Bd IX, 1. Teil. XIII, 484 S., 157 Abb. und 1 Taf. Akadem. Verlagsges. m. b. H., Leipzig. 1929. Rm. 42,60, geb. Rm. 44,60.

Dieser Band trägt den Titel: Wärme-Kälte, Wärmeleitung, Wärmestrahlung und umfaßt folgende Artikel: H. v. Wartenberg, Hohe und tiefe Temperaturen, 44 Seit.; H. Lenz, Gasverflüssigung und ihre thermodynamischen Grundlagen, 140 Seiten; O. Knoblauch und H. Reiher, Wärmeübertragung, 154 Seiten; W. Wien und C. Müller, Wärmestrahlung, 128 Seiten.

In dem von v. Wartenberg verfaßten Aufsatz wird nach einem kurzen Abschnitt über feuerfeste Materialien sowohl die Erzeugung als auch die Messung hoher und tiefer Temperaturen behandelt. Der Autor weist mehrfach darauf hin, daß der ihm zur Verfügung stehende Raum zu knapp sei. Er bemüht sich in fast telegrammartigem Stil eine große Fülle von Einzelheiten zu geben. Dennoch bleibt der Wunsch bestehen, über einige Punkte, z. B. die Temperatur von Flammen, Kältemischungen u. a. mehr zu erfahren. Zum Teil erklärt sich diese Kürze dadurch, daß die wichtigsten Methoden zur Kälteerzeugung in dem umfangreichen Artikel von Lenz besprochen werden. Die Ausführlichkeit, mit der hier elementare thermodynamische Beziehungen abgeleitet sind, erscheint fast zu weitgehend. Der Joule-Thomson-Effekt findet eine sehr eingehende und die historische Entwicklung berücksichtigende Behandlung. Dann wird in derselben Weise die Technik der Gasverflüssigung mit ihren verschiedenen Verfahren besprochen. Besondere Abschnitte sind den Einrichtungen für die Verflüssigung von Wasserstoff und Helium in dem Leidener Kältelaboratorium und in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gewidmet. Endlich kommen die Methoden zur Trennung der Gase zur Darstellung. — Knoblauch und Reiher betonen in einem kleinen Vorwort, daß sie in ihrem Artikel absichtlich die technische Seite und die technischen Anwendungen der Wärmeübertragung in den Vordergrund stellen wollen. Nur für Uneingeweihte bedarf es der Bemerkung, daß nicht leicht zuständigere Autoren für dies Gebiet gefunden werden können; aber es muß hinzugefügt werden, daß die Methoden, welche die Autoren bei ihren eigenen Untersuchungen anzuwenden pflegen, so physikalischer Art sind, daß auch der Experimentalphysiker nicht zu befürchten hat, in seinem Interessengebiet zu kurz zu kommen. In ausgezeichneter Weise werden die Wärmeleitung, der Wärmeübergang durch Mitführung (Konvektion), die Wärmestrahlung und einige praktische Anwendungen behandelt. — Der Schluß des Bandes enthält eine der letzten Arbeiten Willi Wiens, der vor Jahresfrist aus seinem an Erfolgen so reichen Leben abgerufen wurde. Sein Bild ist als wertvolle Beigabe dem Text des Bandes vorangestellt. In meisterhafter Weise wird der Leser durch Wien von den Grundlagen und historischen Anfängen der Wärmestrahlung mit knappen aber klaren Worten bis zu den letzten theoretischen Fragen dieses Zweiges der Physik hinaufgeführt, während zugleich die experimentellen (rein physikalischen) Methoden der Strahlungsmessungen gebührend zur Geltung kommen. Daran schließt sich eine von C. Müller verfaßte, sehr vollständige Darstellung über die Bestimmungen der Konstanten des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes.

Der Band stellt ein sehr wertvolles Glied in der großen Reihe der Handbuchbände dar, die während der letzten drei Jahre auf dem Gebiet der Physik erschienen sind. Besonders hervorgehoben sei, daß in allen seinen Artikeln im besten Sinne des Wortes der Nachdruck auf die experimentelle Seite der Physik gelegt wird. F. Henning.

◆Martens, F. F., **Physikalisch-technische Elektrizitätslehre.** Zweite Aufl. 8°. VIII, 808 S., 642 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1927. Geh. Rm. 42,—, geb. Rm. 46,—.

Zwischen dem Erscheinen der ersten Auflage unter dem Titel „Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik" und der Neuherausgabe liegt das Jahrzehnt, in dem die technische Physik aus zahlreichen und sehr verschieden stark entwickelten Ansätzen zu einer ihrer Kraft und Bedeutung sich bewußten Wissenschaft erwachsen ist. Dem trägt die neue Bearbeitung Rechnung, wie sich das bereits in dem abgeänderten Titel zeigt. Der Gesamtumfang der beiden Bände des alten Werkes hat aus diesem Grunde um 100 Seiten vergrößert werden müssen. Trotzdem ist es dem Verlage gelungen, das Ganze in einem einzigen handlichen Bande in guter Ausstattung herauszubringen.

Der Verf. hat sein Werk von Grund auf neu bearbeitet. Entsprechend dem Umstand, daß die Technik gerade den neuesten Forschungen der Physik großes Interesse zuwendet, hat er die Atomphysik in seine Darstellung einbezogen. Die Grundlehren der Radioaktivität, das periodische System der Elemente, die durch Lenard, Rutherford und Bohr begründeten Vorstellungen vom Atombau, Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen, Photoelektrizität (hier vermißt man übrigens neben den erwähnten Namen von Hertz, Lenard, Elster, Geitel, Einstein und Millikan den von Hallwachs), die Grundzüge der Quantenphysik und Relativitätsmechanik sind kurz dargestellt, insbesondere die *e/m*- und *e*-Bestimmungen ausführlicher behandelt. Auch die Astonsche Massenspektroskopie und die künstliche Atomzertrümmerung sind nicht vergessen und in ihren Resultaten sogar ausführlich und unter Beifügung hypothetischer Ausblicke besprochen. Zu kurz gekommen ist daneben

vielleicht die Lehre vom Durchgang der Elektrizität durch Gase, die in einem Lehrbuch der technischen Elektrizitätslehre heute mehr hervortreten dürfte.

Der Umfang der neu eingefügten Abschnitte entspricht ungefähr der Vermehrung der Seitenzahl. Darüber hinaus hat der Verf. noch beträchtlichen Raum für zeitgemäße Ergänzungen der bereits in der ersten Auflage behandelten Gebiete gewonnen, indem er hier gleichfalls den gesamten Stoff neu bearbeitete und straffer zusammenfaßte. So wurde es ermöglicht, z. B. die Theorie der Wagnerschen Kettenleiter und die neue Röhrentechnik einzugliedern, ohne den Umfang weiter anschwellen zu lassen. Hervorzuheben ist auch die schöne Darstellung der Glühlampenfabrikation, bei der die Erfahrungen der Osramgesellschaft zugrunde gelegt werden konnten. Die Darstellung der Elektrolyse wurde den Fortschritten angepaßt, die die Arbeiten von Debye und Hückel gebracht haben. In einem umfangreichen und stark ergänzten Abschnitt sind die elektrischen Meßgeräte und Meßschaltungen zusammengestellt, deren Beschreibung früher über das Werk zerstreut war. Besonders sorgfältig und eingehend dargestellt, wie das bereits in der ersten Auflage der Fall war, und ebenfalls auf zeitgemäßen Stand gebracht sind die elektrischen Maschinen nnd die elektrischen Schwingungen.

Einige Dinge mögen genannt sein, über die vielleicht der eine odere andere Leser gern etwas mehr gesagt finden möchte, z. B. über automatische Sicherungen und Schalter nebst den dabei stattfindenden Vorgängen, über Thermoelemente und ihre Anwendung zu Meßzwecken, insbesondere Wechselstrommessungen, über Thermoregler und -schalter (Birkaregler), über Drehzahl-, Spannungs- und Stromregulierung, über Stromverdrängung und Verluste bei Wechselstrom (z. B. die Versuche von Rosenberg), über Induktionsöfen (z. B. die Arbeiten von Northrup) und über elektrisches Schweißen.

Die neue Ausgabe ist wie die alte mit einer erfreulichen Originalität geschrieben, die man sogar in dem reichen Tabellenanhang, der die beiden letzten Abschnitte des Buches füllt, nicht vermißt. Dazu atmet man bei der Lektüre Laboratoriumsluft, die für den Physiker erfrischend wie Waldluft ist. Deshalb wird auch der Erfahrene, um sich über einen Gegenstand schnell zu orientieren, gern zu dem Werke als einem Handbuch greifen, obgleich es zunächst als Lehrbuch zur Einführung der Studierenden gedacht ist. In der Tat ist dem Anfänger die Sache keineswegs durch Oberflächlichkeit leicht gemacht. Wohl finden sich bei einfachen Gegenständen zahlreiche leicht lesbare Abschnitte. In der Hauptsache aber erfordert das Buch ein ernstes Studium mit der Feder in der Hand, ohne das es nun einmal keinen Aufstieg zur Könnerschaft in diesen Dingen gibt. H. Diesselhorst.

Wissenschaftliche Nachrichten

Wettbewerb. Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin, schreibt einen Wettbewerb für eine wissenschaftliche Arbeit aus. Das Thema lautet: „Untersuchung über den Einfluß des Magnetismus auf Taschenuhren, über Schutzgehäuse und über die Methoden der Entmagnetisierung". Durch die Untersuchung sollen die Ergebnisse der über diesen Gegenstand bereits ausgeführten Arbeiten erweitert werden. Die besondere Beschränkung auf einen Teil des Themas ist zulässig. Die Teilnahme ist offen für jedermann. — Für die beste Arbeit wird ein Preis von 500 Rm. (fünfhundert Reichsmark) ausgesetzt. Die Arbeiten müssen spätestens am 1. Mai 1930 in einer für den Druck geeigneten Form bei der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin C 2, Breite Straße 8—9, eingehen. Es kommen nur solche Arbeiten in Frage, die bisher noch nicht veröffentlicht worden sind. Die Veröffentlichung der preisgekrönten Arbeit (eventuell in gekürzter Form) erfolgt auf Kosten der Gesellschaft. Die Gesellschaft behält sich eine Teilung des Preises vor, falls gleich gute Preisarbeiten eingehen. Die Entscheidung des Preisrichterkollegiums ist endgültig und unanfechtbar. — Auskunft erteilt der Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft, Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam, Geodätisches Institut. — Preisrichter sind Prof. Dr. Angenheister, Göttingen; Prof. Dr.-Ing. Bock, Hamburg; Prof. Dr. Göpel, Berlin-Charlottenburg; Fabrikbesitzer Otto Lange, Glashütte; Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Sitzungsberichte

1 Sitzung gemeinsam mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin Freitag, den 24. Mai 1929, abends, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg

Herr A. Korn: Die Brücke von der klassischen Mechanik zur Quantenmechanik.

2. Sitzung am Freitag, dem 21. Juni 1929, $19^1/_2$ Uhr c. t., im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg, Berliner Straße 172.

Herr R. Tomaschek (Marburg): Die Grundvorgänge der Phosphoreszenz.

3. Gemeinsame Sitzung mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin am Freitag, dem 28. Juni 1929, $17^1/_2$ Uhr c. t., im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität Berlin NW, Reichstagsufer 7/8

Zugleich Feier von Herrn M. Plancks goldenem Doktorjubiläum

1. Ansprachen.
2. Verleihung der Planck-Medaille.
3. Vortrag des Herrn E. Lau: Über Schichtbildung und die verschiedenen Spektren des Wasserstoffs. (Nach gemeinsamen Arbeiten mit Herrn O. Reichenheim.)

Büro der Gesellschaft: Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. G. 3, Lichterfelde 1661. Bürostunden: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Brion, Freiberg i. Sa.:
Herr Dr. Siegfried Franck, Freiberg i. Sa., Schloßstraße 21.

Seitens des Herrn Dr. A. Bühl, Freiburg i. Br.:
Herr Dr. Johannes Port, Phys. Inst. a. d. Univ. Freiburg i. Br.

Seitens des Herrn Prof. Dr. H. Gerdien, Grunewald:
Herr Dr. Emil Duhme, Siemensstadt, Rieppelstraße 14.

Seitens des Herrn Dr. E. Hochheim, Heidelberg:
Herr Dr.-Ing. Georg Ed. Mayer, Ludwigshafen a. Rh., Paul Ehrlichstraße 4.

Seitens des Herrn Dr. H. Koppe, Berlin-Adlershof:
Herr Dr.-Ing. Ludwig Heck, Friedenau, Odenwaldstraße 16 bei Pfeiffer.
Herr Dr.-Ing. Rudolf Hell, Neubabelsberg, Ratsweg 1.

Seitens des Herrn Dr. Alfred Sacklowski, Berlin-Steglitz: Herr Dr. phil. Robert Joscheck, Berlin-Neu-Westend, Nußbaumallee 40.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Dr.-Ing. Rudolf Berthold, Berlin-Wilmersdorf, Aachenerstraße 40, jetzt Berlin-Steglitz, Kühlebornweg 21.

Herr Dr. Alfons Bühl, Heidelberg, Ladenburgstraße 6, jetzt Freiburg i. Br., Karlstraße 50.

Herr Prof. Friedrich, Berlin W 15, Lietzenburgerstraße 6, jetzt Berlin NW 6, Luisenplatz 7.

Herr Dr. H. Gabler, Kiel, Schülperbaum 1—3, jetzt Kiel-Kronshagen, Hasselkamp 111.

Herr Dipl.-Ing. Walter Grünefeld, Berlin-Zehlendorf-Mitte, Beerenstr. 3, jetzt Koblenz, Hohenzollernstr. 14 a².

Herr Dr. Hermann Hort, Essen, Irmgardstraße 52, jetzt Berlin-Neuwestend, Schwarzburgallee 8a.

Herr Dr.-Ing. Johannes Kluge, Charlottenburg, Guerickestraße 27, jetzt Charlottenburg, Englischestr. 28 II l.

Herr Dr. Wilhelm Langer, Jena, Beethovenstraße 15, jetzt Jena, Winbergstraße 4a.

Herr Dr. C. Leven, Düsseldorf, Florastraße 27, jetzt Barmen, Goebenstraße 26.

Herr Dr. Petersen, Frankfurt a. M., Fürstenstraße, jetzt Frankfurt a. M., Bockenheimer Anlage 45 (Metallges. A.-G.).

Herr Dr. H. Reinheimer, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 1, jetzt Berlin-Steglitz, Kühlebornweg 15.

Herr H. S. Rowell, 58 Airedale Avenue Chiswick W 4, jetzt 39 Spencer Road Chiswick W. 4. London (England).

Fräulein Dr. Iris Runge, Charlottenburg, Dahlmannstr. 10, jetzt Wilmersdorf, Rudolstädterstraße 66.

Herr Prof. Dr. Schachenmeier, Berlin-Pankow, Kavalierstraße 18, jetzt Berlin-Pankow, Parkstraße 12a.

Herr Dr. Alfred Schmidt, Köln a. Rh., Brüderstraße 7, jetzt Köln-Bayental, Bonnerstraße 500.

Herr Dipl.-Ing. H. Schreiber, Stuttgart, Fischerstr. 2 pt., jetzt Dessau, Albrechtstraße 20.

Herr Prof. Dr. Karl Stuchtey, Berlin NW 52, Calvinstraße 14, jetzt Berlin C 2, Schloß, Portal 3.

Herr Dipl.-Ing. Heinz Stümbke, Karlsruhe, Kaiserstr. 33, jetzt Braunschweig, Hamburgerstraße 3 III.

Herr Dr.-Ing. Horst Tischner, Berlin-Hermsdorf, Neue Bismarckstraße 51, jetzt Berlin-Halensee, Joachim-Friedrichstraße 2.

Fräulein Dr. Elisabeth Trilling, Trier, Glockengießerstraße 37, jetzt Hamborn, Altmarkt 17 II.

Herr Dr. A. Wenzel, Brandenburg a. H., Packhofstr. 12, jetzt Lüneburg, Lünerweg 12.

Verstorben

Herr Fabrikbesitzer Ernst Ruhstrat, Göttingen, Lange Geismarstraße 72.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Hessen

Besichtigung des Werkes Autogen der I. G. Farbenindustrie A.-G., Frankfurt a. M.-Griesheim, mit Vorführungen des autogenen Schweißens und Schneidens, Mittwoch, den 29. Mai 1929, nachmittags 2 Uhr.

A. Bestelmeyer, Vorsitzender.

Ortsgruppe Rheinland-Westfalen

Gemeinsame Tagung in Dortmund, am 29. Juni 1929, der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik

Vorträge im Forschungsinstitut der Vereinigte Stahlwerke A.-G., Dortmund

1. Direktor des Forschungsinstitutes Herr Prof. Dr.-Ing. E. H. Schulz: Organisation der Forschungsarbeit innerhalb der Vereinigte Stahlwerke A.-G.
2. Herr W. Köster, Dortmund: Über einige Beziehungen zwischen dem Gefügeaufbau und der Koerzitivkraft.
3. Herr E. Scheil, Dortmund: Über die Umwandlung des Austenits in Martensit im gehärteten Stahl.
4. Herr H. Schmidt, Dortmund: Röntgenographische Untersuchungen über das System Eisen–Mangan.
5. Herr R. Mecke, Bonn: Über die Absorption des atmosphärischen Wasserdampfes und des Sauerstoffes.
6. Fräulein H. Querbach, Bonn: Ultrarote Spektra aus der Gruppe der Erdalkalien.
7. Herr P. Lueg, Bonn: Ultrarote Spektralphotographie.
8. Herr G. Becker I, Bonn: Ein neues Registrierelektrometer mit Anwendungen auf Absorptionsmessungen.
9. Herr Th. Dreisch und Herr E. Rütten, Bonn: Ultrarote Absorption kathodischer Metallschichten.
10. Herr J. Malsch, Köln: Über die gleichzeitige Messung von Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit sehr verdünnter Elektrolytlösungen bei hohen elektrischen Feldern.
11. Herr K. Hoffmann, Köln: Über Messungen kurzdauernder elektrischer Spannungen mit Hilfe des Kerreffektes.
12. Herr A. Kratzer, Münster: Zur harmonischen Analyse von Klängen.
13. Herr S. Werner, Münster: Das lichtelektrische Verhalten von Salzen.
14. Herr J. Klaphecke, Münster: Das lichtelektrische Verhalten von Salzen.
15. G. C. Schmidt, Münster: Über Detektoren.
16. Herr E. Hiedemann, Köln: Nach Versuchen von Herrn Ebeler. Über den Träger der Wasserstoffschichtungen.

G. C. Schmidt, Vorsitzender.
G. Vieth, Schriftführer.

Deutsche Physikalische Gesellschaft zu Berlin

Sitzung Freitag, den 31. Mai 1929, nachmittags, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität

Herr H. H. Hupfeld: Nachleuchtdauer der Fluoreszenzen von Dämpfen.

Herren W. Bothe und W. Kolhörster: Die Natur der Höhenstrahlung. (Vorgetragen von Herrn W. Bothe.)

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe

Sitzung am Dienstag, dem 18. Juni 1929, abends 8 Uhr, im großen Hörsaale des Chemisch-Technischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe

1. Geschäftliches.
2. Herr B. Schmelzle, Frankfurt a. M.: „Bemerkenswerte Beispiele aus der praktischen Beleuchtungstechnik“.
3. Herr Teichmüller: „Die Sprache der Lichttechnik“.

Der Vorstand.

Redaktionsschluß am 25. Juni 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Zeitschrift für technische Physik

1929 **Zehnter Jahrgang** **Nr. 8**

INHALT

Zusammenfassende Berichte

Die Energieverluste in Rohrerweiterungen und Krümmern

von H. Lorenz, Danzig-Langfuhr

Inhalt: 1. Der turbulente Druckabfall. 2. Theorie des Diffusors. 3. Strömung in einem Krümmer.

1. Der turbulente Druckabfall in einem geraden Kreisrohr vom Halbmesser r, welches von einer Flüssigkeit vom Raumgewicht γ mit der Mittelgeschwindigkeit w und der Achsenrichtung z durchströmt wird, ergibt sich auf Grund einfacher Überlegungen in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung zu

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\lambda \gamma w^2}{2 g r}. \qquad (1)$$

Darin bedeutet g die Erdbeschleunigung und λ einen Zahlenwert, der mit w bzw. mit der Reynoldsschen Zahl $R = w \cdot r : \nu$ (ν = kinematische Zähigkeit) wächst und für große w sich der Rauhigkeitsziffer λ_0 nähert, die selbst durch das vierfache mittlere Gefälle der Unebenheiten der Wand gegeben ist.[1]) Für ein konisches Rohr mit dem halben Öffnungswinkel ϑ ergibt die Gleichung (1) zwischen den Halbmessern $r_0 < r$ mit Rücksicht auf die Kontinuitätsgleichung

$$w \cdot r^2 = w_0 \, r_0^{\,2} \qquad (2)$$

wegen $dr = dz \operatorname{tg} \vartheta$ für konstantes λ einen Druckabfall

$$\frac{\lambda}{2 g \operatorname{tg} \vartheta} \int \frac{w^2 \, dr}{r} = \frac{\lambda}{4 \operatorname{tg} \vartheta} \cdot \frac{w_0^{\,2} - w^2}{2 g}, \qquad (3)$$

der für die Stromverengung in einer Düse, d. h. für den Umsatz von Druck in Bewegungsenergie, von der Erfahrung gut bestätigt wird. Für die Stromerweiterung im sogenannten Diffusor dagegen, also beim umgekehrten Energieumsatz, ergeben sich auch für sehr kleine Öffnungswinkel ϑ Verluste von einer ganz anderen Größenordnung, die auf einen grundsätzlich verschiedenen Bewegungszustand schließen lassen.

Die Erklärung hierfür bietet die in ihrer Tragweite anscheinend noch nicht voll erkannte Tatsache, daß infolge des Haftens der Flüssigkeit an der Wand in deren unmittelbarer Nachbarschaft die Strömung dem Druckgefälle folgen muß, und zwar unabhängig von der Richtung des Gesamtstromes. Während nun in der Düse der Gesamtstrom dem Druckgefälle folgt, hat er im Diffusor die entgegengesetzte Richtung, so daß sich dort am Rande ein Rückstrom mit einer Wirbelschicht bildet, deren Wuchtänderung von der des Gesamtstromes zu bestreiten ist, die ihrerseits wieder durch Mischung mit der Randschicht beeinträchtigt wird, womit der Bewegungszustand zugleich als rein turbulent gekennzeichnet ist. Trotzdem hat die Randschicht mit der, in beiden Fällen lediglich den Übergang vom Haften zur endlichen Stromgeschwindigkeit bildenden Prandtlschen Grenzschicht, zu deren Aufrechterhaltung das durch Gleichung (1) bzw. (3) gegebene Druckgefälle dient, nichts zu tun.

2. Bezeichnen wir die Dicke der Randwirbelschicht im Diffusor mit h und nehmen dort eine lineare Geschwindigkeitsverteilung von $-v$ auf $+v$ an, während im Kernstrom vom Halbmesser $r - h$ eine gleichförmige Geschwindigkeit v herrschen möge, so folgt die mittlere Stromgeschwindigkeit aus

$$w \cdot r^2 = v (r - h)^2 \qquad (4)$$

oder unter Vernachlässigung von $h^2 : r^2$

$$w = v\left(1 - 2\frac{h}{r}\right); \qquad w^2 = v^2\left(1 - 4\frac{h}{r}\right). \quad (4a)$$

[1]) Lorenz, Die Wandrauhigkeit in der Strömungslehre. Phys. Zeitschr. (1926), 92. Artikel „Strömung und Turbulenz" im Handbuch der phys. und techn. Mechanik Auerbach und Hort) Band V, (1927).

Die mittlere kinetische Energie der Randschicht ist alsdann, bezogen auf die Querschnittseinheit des Gesamtstromes an der Stelle $r:h$

$$\frac{v^2}{6} \cdot \frac{2\pi r h}{\pi r^2} = \frac{1}{3} v^2 \frac{h}{r} \approx \frac{1}{3} w^2 \frac{h}{r}.$$

Wird, was infolge des Mischungsvorganges anzunehmen ist, die Änderung dieses Betrages durch

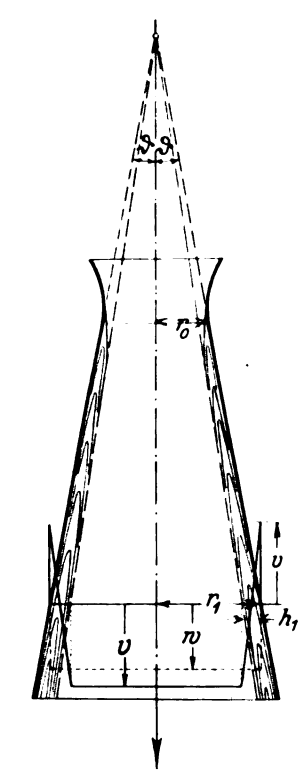


Abb. 1. Zur Theorie des Duffusors

diejenige der mittleren Stromgeschwindigkeit bestritten, so ergibt sich unter Hinzunahme von Gleichung (3) die Energieformel

$$\left.\begin{aligned} \frac{p-p_0}{\gamma} &= \frac{w_0^2 - w^2}{2g}\left(1 - \frac{\lambda}{4\,\mathrm{tg}\,\vartheta}\right) \\ &- \frac{1}{3}\left(w_0^2 \frac{h_0}{r_0} - w^2 \frac{h}{r}\right). \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Wegen des von der Kegelspitze aus strahlenförmigen Verlaufes der Flüssigkeitsbahnen im Kernstrom des rein konischen Rohres ist weiterhin

$$\frac{h_0}{r_0} = \frac{h}{r} = f(\vartheta), \quad (6)$$

wodurch gleichzeitig der Bedingung der mechanischen Ähnlichkeit genügt wird. Dies trifft allerdings für den anfänglichen Übergang der konvergenten Strömung ohne Wirbelschicht in die divergente des konischen Rohres nicht zu, der vielmehr stoßweise mit einem Energieverlust erfolgt,

$$(w - v)^2 = 4\,v^2 \cdot \frac{h^2}{r^2}$$

der aber mit $h^2:r^2$ wieder vernachlässigt werden darf. Wir erhalten mithin für den Energieumsatz

$$\frac{p-p_0}{\gamma} = \frac{w_0^2 - w^2}{2g}\left(1 - \frac{\lambda}{4\,\mathrm{tg}\,\vartheta} - \frac{2}{3}\frac{h}{r}\right), \quad (5a)$$

worin der Klammerausdruck den Wirkungsgrad des Diffusors darstellt, während sich derjenige der Düse daraus durch den Wegfall der Randschicht, also mit $h = 0$ ergibt.

Zur Berechnung der Dicke der Wirbelschicht h, bzw. der Funktion vom halben Öffnungswinkel ϑ ist nur zu beachten, daß der Rückstrom am Rande durch Mischung die Radialkomponente der Geschwindigkeit des Kernstromes mit dem Mittelwert

$$w_r = \frac{2}{3} v\,\mathrm{tg}\,\vartheta \quad (7)$$

vernichtet und deren Wiederherstellung notwendig macht. Das bedingt aber den Verlust einer Bewegungsgröße des Gesamtstromes

$$w_r \frac{dm}{dt} = \frac{2}{3}\frac{v^2}{g} \cdot \pi r^2 \cdot \gamma \cdot \mathrm{tg}\,\vartheta,$$

oder bezogen auf die Querschnittseinheit des Gesamtstromes einen Energieausfall

$$\frac{4}{3}\frac{\gamma v^2}{2g}\,\mathrm{tg}\,\vartheta \approx \frac{4}{3}\frac{\gamma w^2}{2g}\,\mathrm{tg}\,\vartheta$$

der von $w^2:2g$ in der Energieformel abzuziehen ist. Mithin lautet diese

$$\frac{p-p_0}{\gamma} = \frac{w_0^2 - w^2}{2g}\left(1 - \frac{\lambda}{4\,\mathrm{tg}\,\vartheta} - \frac{4}{3}\,\mathrm{tg}\,\vartheta\right) \quad (5b)$$

und ergibt durch Vergleich mit (5a) die Dicke der Wirbelschicht

$$h = 2\,r\,\mathrm{tg}\,\vartheta. \quad (8)$$

Die beiden Wirkungsgrade der Düse und des Diffusors sind demnach

$$\left.\begin{aligned} \eta' &= 1 - \frac{\lambda}{4\,\mathrm{tg}\,\vartheta} \\ \eta'' &= 1 - \frac{\lambda}{4\,\mathrm{tg}\,\vartheta} - \frac{4}{3}\,\mathrm{tg}\,\vartheta \end{aligned}\right\}, \quad (9)$$

von denen der letztere einen Höchstwert

$$\eta_0 = 1 - 2\sqrt{\frac{\lambda}{3}} \quad \text{für} \quad \mathrm{tg}\,\vartheta_0 = \frac{1}{4}\sqrt{3\lambda} \quad (9a)$$

aufweist. Aus diesen Formeln erhalten wir mit $\lambda = 0{,}01$ mit dem Höchstwert η'' für $\vartheta = 2{,}5^0$.

für ϑ =	1^0	$2{,}5^0$	5^0	10^0
tang ϑ =	0,017	0,044	0,087	0,176
η' =	0,863	0,943	0,971	0,986
η'' =	0,830	0,885	0,854	0,753

Diese Ergebnisse entsprechen durchaus der Erfahrung und lassen deutlich den Unterschied der beiden entgegengesetzten Strömungen erkennen. Insbesondere ist auch die in Gleichung (6) ausgedrückte Ähnlichkeitsbeziehung und die daraus folgende Unabhängigkeit des Wirkungsgrades von der Länge des konischen Rohres von Francis durch Versuche mit verschiedenen Rohrlängen bei gleichem Öffnungswinkel bestätigt.[2])

Schließlich sei noch bemerkt, daß man bei gekrümmter Meridiankurve der Rohrerweiterung an Stelle von (5b) mit $dr = dz \cdot \mathrm{tg}\,\vartheta$ die Differentialgleichung

$$\frac{dp}{\gamma} + \frac{w\,dw}{g}\left(1 - \frac{\lambda}{4}\frac{dz}{dv} - \frac{4}{3}\frac{dv}{dz}\right) = 0 \qquad (10)$$

zu benutzen und diese mit $w \cdot r^2 = w_0 r_0^2$; $r^2 dw + w_0 r_0^2 dr = 0$ zwischen den Grenzen r_0 und r zu integrieren hat.

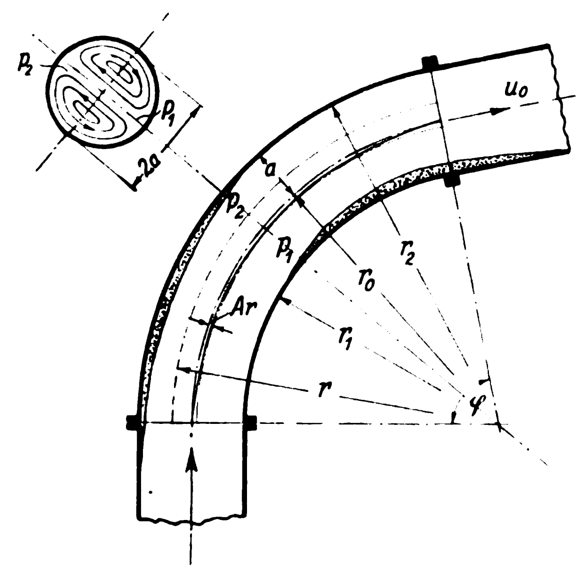


Abb. 2. Flüssigkeitsströmung in einem Rohrkrümmer

3. Die einen Rohrkrümmer (Abb. 2) durchströmende Flüssigkeit befindet sich in einem Zustande der Kreisbewegung und sucht sich daher so anzuordnen, daß das Produkt aus Umfangsgeschwindigkeit u und Krümmungshalbmesser r der Bahn

$$u \cdot r = u_0 \cdot r_0 \qquad (11)$$

über den Rohrquerschnitt sich nicht ändert. Dieser Zustand tritt allerdings erst für einen in sich geschlossenen Kreisring ein, in dem alsdann ein radialer Druckanstieg

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{u^2}{r} \qquad (12)$$

von innen nach außen herrscht. Daraus folgt durch Integration zwischen den Grenzwerten r_1 und r_2 mit Rücksicht auf (11)

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_0^2 r_0^2}{g}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^3} = \frac{u_0^2 \cdot r_0^2}{2g}\left(\frac{1}{r_1^3} - \frac{1}{r_2^3}\right) \qquad (12a)$$

oder auch mit der zulässigen Annäherung

$$2 \cdot r_1^2 \cdot r_2^2 = (r_1 + r_2) \cdot v_0^3 \qquad (13)$$

sowie unter Einführung des Rohrhalbmessers a durch

$$r_2 - r_1 = 2a$$

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_1^2 - u_2^2}{2g} = \frac{2u_0^2 \cdot a}{g \cdot r_0}. \qquad (12b)$$

Diesem nach innen gerichteten Druckgefälle muß nun nach dem unter Abschnitt 1 angeführten Satze wegen des Haftens am Rande eine Querströmung an der Wand nach innen und eine Rückströmung in der Mitte folgen, woraus sich ein durch mehrfache Beobachtuugen bestätigter Doppelwirbel ergibt, dessen durch Reibung und Mischung vernichtete Energie durch die rechte Seite von Gleichung (12b) dargestellt wird. Zur Erneuerung der Energie, bzw. zur Bildung des Doppelwirbels ist demnach ein Druckgefälle in der Stromrichtung erforderlich, welches aber bei einen Krümmer vom Öffnungswinkel φ nur einen Bruchteil $\varphi : 2\pi$ desjenigen im geschlossenen Kreisringe, also

$$\Delta p' = \frac{\varphi}{2\pi}(p_2 - p_1) = \frac{\gamma \cdot u_0^2 \cdot a \cdot \varphi}{g \cdot r_0 \cdot \pi} \qquad (14)$$

beträgt. Wegen der aus (11) folgenden Geschwindigkeitsverminderung auf der Außenseite und Vermehrung auf der Innnenseite gegen die Mittelgeschwindigkeit u_0 haben wir noch beim Übergang aus dem geraden Rohr in den Krümmer eine anfängliche Stromerweiterung und darauf folgnnde Verengung auf der Außenseite und ein umgekehrtes Verhalten auf der Innenseite vor uns. Die daraus folgenden, in Abschnitt 2 ermittelten Druckverluste sind aber proportional dem Produkte der Wuchtänderung $(u^2 - u_0^2)$ mit dem Tangens des Öffnungswinkels, der seinerseits mit der nur kleinen Stromablenkung Δr wächst. Da dies auch für $u^2 - u_0^2$ unter Vernachlässigung von $\Delta r^2 : a^2$ zutrifft, so ist der hierdurch bedingte Druckverlust von dieser Größenordnung und kann

[2]) Andres, Versuche über die Umsetzung von Wassergeschwindigkeit in Druck. Forschungsheft des VDI. Nr. 76, (1909). Diese Arbeit enthält neben eigenen Versuchen die Ergebnisse älterer von Fliegner (Civilingenieur 1875), Francis (Lowell Hydr. Exper. 1863) und Bänninger (Zeitschr. f. d. ges. Turb.-Wes. 1906). — Gibson, On the flow of water through pipes and passages. Proc. of Royal Soc. 1910. — Hochschild: Versuche und Strömungsvorgänge in erweiterten und verengten Kanälen. Forschungsheft 114, (1912). — Kröner, Versuche an Strömungen in stark erweiterten Kanälen. Forschungsheft 221, (1919). — Riffart, Versuche mit Verdichtungsdüsen. Diss. T. H. München, 1922.

gegen das Gefälle (14) vernachlässigt werden, obwohl die den beiden Erweiterungen zugeordneten Randwirbelschichten deutlich erkennbar sind, vgl. Abb. 2. Somit bleibt nur noch der Verlust durch die turbulente Wandreibung nach Gleichung (3)

$$\Delta p'' = \frac{\lambda \cdot \gamma \cdot u_0^2 \cdot r_0 \cdot \varphi}{2 \cdot g \cdot a} \tag{15}$$

übrig, die im Verein mit (14) den gesamten Druckverlust im Rohrkrümmer zu

$$\Delta p = \frac{\varphi \cdot u_0^2 \cdot \gamma}{2\pi\gamma}\left(2\frac{a}{r_0} + \pi\lambda\frac{r_0}{a}\right) = \zeta\frac{\varphi \cdot u_0^2 \gamma}{2 \cdot \pi \cdot g} \tag{16}$$

mit einem Kleinstwert

$$\Delta p_0 = \frac{\varphi \cdot u_0^2 \cdot \gamma}{2\pi\gamma}\sqrt{2\pi\lambda} \quad \text{für} \quad \frac{a}{r_0} = \sqrt{\frac{\pi\lambda}{2}} \tag{16a}$$

ergibt. Mit der Rauhigkeit $\lambda = 0{,}01$ wird

$$\zeta = 0{,}5; \quad r_0 = 8a$$

in Übereinstimmung mit Versuchen von Brightmore und Davis[3]), während für

$\frac{r_0}{a} =$	1	2	4	6	8	10
$\zeta =$	2,03	1,06	0,62	0,52	0,5	0,52

und für $\varphi : \pi = 0{,}5$, also einen Viertelkreiskrümmer,

$\zeta \cdot \frac{\varphi}{\pi} =$	1,0	0,53	0,31	0,26	0,25	0,26

wird. Diese Zahlenwerte liegen jedenfalls durchaus im Bereiche der zahlreichen, unter sich stark streuenden Messungsergebnisse, die sämtlich ein starkes Ansteigen des Druckverlustes mit zunehmenden $r_0 : a$ und damit den überwiegenden Einfluß des Doppelwirbels im Querschnitt bestätigen.

³) Brightmore, Less of pressure in water flowing throught straight and curved pipes. Proc. Inst. Civ. Eng. 1907. — Davis, in Bemerkungen zu Schoder, Curve resistance water pipes. Transact. Americ. Soc Civ. Eng. 1901.

(Eingegangen am 8. April 1929)

Widerstände der laminaren und turbulenten Strömung

Von H. Lorenz, Danzig-Langfuhr

1. Die in der Natur vorkommenden und für technische Zwecke verfügbaren Flüssigkeiten und Gase widerstreben im Gegensatz zu den sog. idealen Flüssigkeiten der theoretischen Hydrodynamik einer gegenseitigen Verschiebung ihrer Teile durch eine Schubspannung, die, wie schon Newton (1687) erkannte, mit dem Geschwindigkeitsgefälle senkrecht zur Bewegungsrichtung wächst und außerdem von der Körperbeschaffenheit abhängig ist. Die Ursache dieser inneren Reibung oder Zähigkeit ist nach der kinetischen Auffassung in der Querbewegung kleinster Teile zu suchen, die einen Austausch von Bewegungsgröße und deren teilweise Vernichtung, d. h. Umwandlung von Stromenergie in Wärme bedingt. Weiterhin haften diese zähen Flüssigkeiten an festen mit ihnen in Berührung stehenden Oberflächen, wodurch in bewegten Flüssigkeiten die oben erwähnten gegenseitigen Verschiebungen in der Nachbarschaft solcher Oberflächen geradezu hervorgerufen werden. Daher kommt es, daß die in einem um die Vertikalachse gedrehten Eimer anfänglich ruhende Flüssigkeit nach und nach mitgenommen wird und schließlich nach Zerstörung der relativen Verschiebungen durch die Zähigkeit wie ein mit dem Gefäß starr verbundener Körper rotiert. Die Verschiebungen, die man wohl auch als Elementarwirbel bezeichnet, verschwinden immer dann, wenn ihre Ursache, die relative Bewegung einer festen Körperoberfläche gegen die Flüssigkeit aufgehört hat. Alsdann stellt sich in dieser eine wirbelfreie, sog. Potentialbewegung, ein, bei der im Falle der Drehung um eine Achse das Produkt der Umlaufsgeschwindigkeit mit dem Achsenabstand, wie beim zweiten Keplerschen Gesetz der Planetenbewegung seinen Wert behält. Ein Beispiel hierfür bilden die bekannten Strudel in Flüssen in der Nähe von Hindernissen, welche in Wirklichkeit aus einem wie ein starrer Zylinder rotierenden Kern und einer wirbelfrei mit nach außen abnehmender Geschwindigkeit umlaufenden Flüssigkeit bestehen.

Wirkt die Ursache der Elementarwirbel fort, so ist zur Aufrechterhaltung der Strömung ein Druckgefälle notwendig, das in zylindrischen Röhren nach einer von F. Neumann (1860) aufgestellten Theorie im Verhältnis der mitttleren Stromgeschwindigkeit und mit dem Kehrwert des Querschnittes wächst, während die Geschwindigkeit über diesen eine parabolische Verteilung mit dem Scheitel in der Rohrachse aufweist. Diese Folgerungen werden von der Erfahrung (Poiseuille 1844) durchaus bestätigt und dienen zur Messung der Zähigkeit. Zwischen parallelen festen Wänden herrschen ganz ähnliche Beziehungen, während beim Vorschieben einer Wand gegen eine parallele feste die Geschwindigkeitsverteilung linear und der aus der Schubspannung am Rande hervorgehende Verschiebungswiderstand mit der Relativgeschwindigkeit der Wände und dem Kehrwerte des Abstandes wächst. Sind die Flächen gegeneinander leicht geneigt, wie der exzentrische Zapfen in einem geschmierten Lager, so tritt eine Verbindung beider Bewegungsformen unter gleichzeitiger Wirkung eines periodischen Druckgefälles in der Ölschicht und eines Schubspannungsmomentes am Zapfenumfang ein, worauf die Sommerfeldsche Theorie der Lagerschmierung (1904) beruht. Diese weist aller-

dings wohl wegen des noch nicht hinreichend geklärten Öldurchflusses Unstimmigkeiten gegen die Erfahrung auf, welche zu Abänderungen von Gümbel und Duffing geführt haben. Hierher gehört auch die äußerst langsame Bewegung sehr kleiner Kugeln, sog. Suspensionen in zähen Flüssigkeiten, deren Widerstand nach einer von Stokes aufgestellten Formel mit der Geschwindigkeit und dem Kugeldurchmesser, bzw. für anders gestaltete Drehkörper mit einer der linearen Abmessungen und dem Verhältnis zur anderen wächst. Die lineare Abhängigkeit des Widerstandes von der Geschwindigkeit ist demnach eine ganz allgemeine, erfahrungsmäßig bestätigte Folgerung der langsamen sog. laminaren Relativbewegung fester Körper gegen zähe Flüssigkeiten und spielt als sog. Dämpfung eine große Rolle in zahlreichen Schwingungsvorgängen.

11. Schon seit Newton kannte man die Erfahrungtatsache, daß der Bewegungswiderstand rascher Strömungen, z. B. in Flüssen, mit dem Quadrat der Geschwindigkeit wächst und stellte auch bald die Zunahme mit dem Kehrwert einer linearen Querschnittsabmessung fest, für die man unter dem Namen des hydraulischen Radius das Verhältnis des Querschnittes zum benetzten Umfang wählte. Der Festwert in diesem Ansatz erwies sich im Gegensatz zur Zähigkeit merklich unabhängig von den Flüssigkeitseigenschaften und wurde darum der Rauhigkeit der festen Begrenzung zugeschrieben, und gelegentlich auch als solche bezeichnet. Wenn man auch einsah, daß es sich hierbei um Vernichtung von Strömungswucht handelte, die bei den oben besprochenen langsamen Bewegungen vernachlässigt werden konnte, so fehlte doch bis in die Gegenwart eine Begründung des quadratischen Widerstandsgesetzes sowie der Anschluß an die laminare Strömung. Im Bereiche des Übergangs begnügte man sich nach Prony (1804) und Hagen (1859) mit der linearen Verbindung der beiden Ausdrücke zu einer zweigliedrigen Formel oder nach Woltman (1790) mit einer eingliedrigen Potenzformel, die neuerdings wieder von Blasius (1912) aufgegriffen wurde. Mit solchen rein empirischen Ansätzen war natürlich wissenschaftlich nichts gewonnen, da die Festwerte, insbesondere aber die gewählten Exponenten der Geschwindigkeit und des hydraulischen Radius physikalisch nicht gedeutet werden konnten. Solche Formeln wenden die Hydrauliker auch heute noch auf alle möglichen Strömungsvorgänge an, wobei es ihnen für die Wassermessung besonders auf die von zufälligen Eintrittsstörungen bedingte, im allgemeinen aber flache Geschwindigkeitsverteilung über den Querschnitt mit starkem Randgefälle ankommt, während die wissenschaftliche Aufklärung völlig zurücktritt.

Eine Neubelebung erfuhr dieses von der theoretischen Hydrodynamik bislang völlig ignorierte Forschungsgebiet durch die Feststellung der kritischen Geschwindigkeit beim Übergang von der laminaren zu der sog. turbulenten Strömung durch O. Reynolds (1883) unter gleichzeitiger Ausschaltung der Abmessungen der Vorrichtung durch reine Zahlenwerte auf Grund der Ähnlichkeitsbeziehung. Die Reynoldsschen Versuche mit gefärbten Stromfäden zeigten in Übereinstimmung mit früheren von Hagen an mitgeführten Pulvern durch regellose Trübung deutlich einen Mischungsvorgang beim Eintritt der Turbulenz an, so daß die gemessenen Drücke und Geschwindigkeiten als zeitlich-örtliche Mittelwerte aufzufassen waren. Solche führt auch Reynolds selbst unter Hinzunahme von Schwankungsgliedern in die allgemeinen Navier-Stokesschen Bewegungsgleichungen für zähe Flüssigkeiten ein, ohne aber damit bis zur Aufstellung des Widerstandsgesetzes für die Turbulenz oder zur offenbaren Instabilität der Laminarbewegung im kritischen Zustand zu gelangen. Dasselbe gilt von einer umfassenden Untersuchung von H. A. Lorentz (1897), die auf Grund bestimmter Annahmen über Wirbelformen viel zu kleine Werte der kritischen Geschwindigkeit ergab. Daß periodische Schwankungen nicht zum Ziele führten, hatte schon Raileigh (1895) bewiesen, trotzdem wurden aber die Versuche der Transformation der Navier-Stokesschen Gleichungen bis in die neueste Zeit immmer mit negativen Ergebnissen fortgesetzt und z. B. von Oseen (1928) und seiner Schule auf den Widerstand fester Körper in zähen Flüssigkeiten ausgedehnt. Dabei liegt der Grund des Versagens dieses Verfahrens ganz nahe; nämlich in den durch die Rauhigkeit der festen Wände, d. h. durch zahlreiche, unregelmäßig verteilte Unstetigkeiten mathematisch nicht genau definierten Randbedingungen im Gegensatz zur Laminarströmung, bei der die Unebenheiten einfach überdeckt werden.

Einen Ausweg aus diesen Schwierigkeiten versprach die von Prandtl (1904) auf Grund unbefangener Beobachtungen für Flüssigkeiten mit geringer, bzw. verschwindender Zähigkeit eingeführten Grenzschicht, in die das Geschwindigkeitsgefälle gegen die feste Wand verlegt werden konnte, während außerhalb derselben eine Potentialströmung herrscht. Da diese wirbelnde Grenzschicht bei scharfer Krümmung, also an Kanten sich in ganze Wirbelballen auflöst, so konnte v. Kármán (1911) unter Anwendung des Biot-Savartschen Gesetzes für die Wirkung solcher Gebilde auf die Umgebung die periodische Entstehung und wechselseitige Anordnung der hinter den Kanten einer unendlich langen Platte im Strom langsamer fließenden Wirbelstraße im Einklang mit der Erfahrung mathematisch aufklären, womit man das Problem der Turbulenz anfänglich für gelöst hielt. Indessen



zeigte sich bald, daß diese Lösung zwar für geordnete Vorgänge, z. B. für Hieb- und Schneidentöne, sowie für das Rauschen der Baumblätter nach Krüger galt, nicht aber für die turbulente d. h. ganz unregelmäßige Wirbelbildung an den Rauhigkeiten einer festen Wand. Prandtl und seine Schule griffen daher, nachdem die Annahme einer parabolischen Geschwindigkeitszunahme in der Grenzschicht durch Schiller (1922) nicht zum Ziele geführt hatte, auf ein durch die Erfahrung einigermaßen gestütztes Potenzgesetz für die Geschwindigkeitsverteilung im Gesamtquerschnitt zurück und versuchten dasselbe mit demjenigen von Woltman-Blasius für das Druckgefälle in Einklang zu bringen. Dies entsprach unter Aufgabe der Grenzschicht ganz den rein empirischen Methoden der Hydraulik, deren Vertreter Krey (1927) jedoch gegen die hieraus hervorgehende Geschwindigkeitskurve mit einer Spitze in der Stromachse zugunsten einer versuchsmäßig besser zutreffenden logarithmischen Kurve Einspruch erhob.

11. Trotzdem bietet, wenn man zunächst die Geschwindigkeitsverteilung zurückstellt, die Grenzschicht den Schlüssel zur Lösung des Problems. Setzt man ihre Dicke im Falle der vollendeten Turbulenz gleich der mittleren Höhe der Wandrauhigkeit, die sich dann als mittlere Steigung der Unebenheiten ergibt, so folgt zunächst der rein quadratische turbulente Reibungswiderstand ebener Platten in Übereinstimmung mit neuen Versuchen von Kempf (1927), weiter das entsprechende Druckgefälle in Rohren mit dem vierfachen Beiwert und schließlich, was unabhängig vom Verfasser auch van Iterson (1926) zeigte, der lineare Zusammenhang der Wandrauhigkeit mit dem Beiwert des turbulenten Wärmeüberganges zwischen der Wand und einer strömenden Flüssigkeit, womit dessen langgesuchte Abhängigkeit von der Stromgeschwindigkeit gegeben ist. Setzt man ferner das Verhältnis der mittleren Stromgeschwindigkeit in einem Rohr oder zwischen zwei Platten zu derjenigen des Kernstroms als Reihe mit fortschreitenden Potenzen der Verhältnisse der Grenzschichtdicke zum Stromhalbmesser an, so folgt für gleiche Druckgefälle im ganzen Querschnitt der allgemeine Verlauf der Widerstandskurve bzw. die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts des Geschwindigkeitsquadrats von der Reynoldsschen Zahl und der Wandrauhigkeit in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung. Die Kurve trennt sich bei der kritischen Zahl steil von der laminaren Geraden und nähert sich asymptotisch dem Grenzzustande der von der Wandrauhigkeit allein abhängigen reinen Turbulenz. Die kritische Zahl selbst gewinnt man durch das der Instabilität entsprechende Energiekriterium beim Übergang in völligem Einklang mit den neuesten zuverlässigen Messungen. Für diesen Grenzfall ist auch die Geschwindigkeitsverteilung festgelegt, die sonst wegen des Herausfallens der Grenzschichtdicke und Kerngeschwindigkeit, also der nicht unmittelbar meßbaren Größen, deren Produkt übrigens im turbulenten Zustande konstant ist, unbestimmt bleibt.

Haben wir es mit einer Stromerweiterung zu tun, so bildet sich an der Wand, in deren Nachbarschaft die Geschwindigkeit dem Druckgefälle folgt, eine rückläufige Wirbelschicht, deren Mischung mit dem Kernstrom die Vernichtung der radialen Bewegungsgröße der Strömung zur Folge hat. Daraus berechnet sich unter Hinzunahme der turbulenten Wandreibung leicht der gegenüber der Stromverengung in Düsen sehr ungünstige Wirkungsgrad der sog. Diffusoren. Derselbe Vorgang spielt sich auch auf der Rückseite eines umströmten festen Körpers in dessen sog. Wirbelschwanz ab; und darum führt auch hier die Vernichtung der radialen Bewegungsgröße zum Ziel, d. h. zur Berechnung des Widerstandsbeiwertes ohne Zuhilfenahme irgendwelcher Erfahrungszahlen in guter Übereinstimmung mit Versuchen. Die starke Zunahme dieses Beiwertes beim Überschreiten der Wellengeschwindigkeit bei Schiffen und Geschossen war schon 1917 als Resonanzerscheinung erkannt, woraus sich die in der Formel auftretenden Festwerte zahlenmäßig ergaben.

In einem Rohrkrümmer strebt die Flüssigkeit die eingangs erwähnte Potentialströmung an, die allerdings nur in einem vollen Kreisring erreichbar ist, im Krümmer aber die Aufteilung des Stromes in aufeinanderfolgende Erweiterungen und Verengungen bedingt, welche durch Randwirbelschichten erkennbar sind. Dazu tritt als Folge der Fliehkraft eine Druckzunahme nach außen, die ihrerseits einen Querschnittsdoppelwirbel hervorruft, dessen für die Strömung verlorene Energie den Druckverlust im Krümmer ohne Hinzunahme von Erfahrungswerten bestimmt und im Verein mit der turbulenten Wandreibung ein günstigstes, durch Versuche bestätigtes Verhältnis des Rohrhalbmessers zum Krümmungsradius ergibt. Mit diesen Darlegungen dürfte die Möglichkeit des Ersatzes der immer nur für Einzelfälle gültigen hydraulischen Koeffizienten durch die Analyse der Vorgänge selbst allgemein erwiesen sein. —

Literatur: Zusammenfassend für Versuchsergebnisse: L. Hopf, Zähe Flüssigkeiten im Handbuch der Physik von Geiger und Scheel, Bd. VII, 1927; und für Theorie: H. Lorenz, Strömung und Turbulenz im Handbuch der phys. und techn. Mechanik von Auerbach und Hort, Bd. VII, sowie desselben Verfassers Abhandlungen in der Physikalischen Zeitschrift 1917 und 1925—1929.

(Eingegangen am 8. April 1929)



Originalmitteilungen

Messung der Gesamtenergie von Schallquellen

(Mitteilung
aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt)

Von Erwin Meyer, Berlin und Paul Just, Berlin

Inhalt: 1. Einleitung. — 2. Theoretische Grundlagen. — 3. Bestimmung der Schallabsorption. — 4. Bestimmung der Schalldichte. — 5. Lautsprechermessungen. — 6. Andere Schallquellen.

1. Einleitung

Zur Ausmessung des Schallfeldes einer Schallquelle benutzt man in der Regel Meßgeräte, die entweder die Druckamplitude oder die Geschwindigkeitsamplitude des Schalles anzeigen. Die hierbei erhaltenen Werte gelten nur für die betreffende Stelle im Raume, an der die Messung ausgeführt wird; aus dem Druck oder der Geschwindigkeit kann nach bekannten Formeln der Energiefluß an dem betreffenden Ort berechnet werden. Will man die von einer Schallquelle ausgestrahlte Gesamtenergie bestimmen, so bleibt nur übrig, auf einer Kugelfläche, in deren Mittelpunkt die Schallquelle steht, von Punkt zu Punkt die jeweiligen Feldwerte festzustellen, sie in die entsprechenden Energiebeträge umzurechnen und durch Summation die gesamte ausgestrahlte Energie zu bestimmen. Abgesehen davon, daß dieses punktweise Verfahren recht mühselig ist, wird es auch bei Schallquellen, die eine starke Richtungsverteilung haben oder sich aus mehreren Einzelschallquellen zusammensetzen, ziemlich ungenau.

Die hier gestellte akustische Aufgabe ist die gleiche, wie sie in der Optik, in der Photometrie, bei der Bestimmung des Lichtstromes einer Lampe vorliegt. Auch hier kann man durch Photometrieren an sehr vielen Raumstellen den Gesamtlichtstrom ermitteln. Auf der anderen Seite gibt es aber in der Photometrie ein wesentlich einfacheres Mittel, die Ulbrichtsche Kugel[1]), um den Integralwert zu messen. Das Ziel der vorliegenden experimentellen Untersuchung ist festzustellen, ob auch auf akustischem Gebiete die Möglichkeit einer Meßmethode nach Art der Ulbrichtschen Kugel existiert.

2. Theoretische Grundlagen.

Wenn man durch eine einzige akustische Messung die gesamte ausgestrahlte Energie einer Schallquelle bestimmen will, so muß man dafür sorgen, daß alle Schallstrahlen, die von der Schallquelle ausgehen, zu dem Schallstärkewert an dem Meßort beitragen. Das ist, ähnlich wie bei der Ulbrichtschen Kugel, nur durch reflektierende Wände zu erreichen.

Wir nehmen für das Folgende einen allseitig geschlossenen Raum an. Seine gesamte Schallabsorption sei A, die sich in bekannter Weise in der Form $\Sigma a S$ darstellen läßt, wo S die einzelnen Oberflächen und a die zugehörigen Schallabsorptionskoeffizienten sind, die man nach dem Vorschlag von W. C. Sabine auf 1 m² offene Fensterfläche als Einheit bezieht. Unter der Voraussetzung, daß der Raum keinerlei gekrümmte Oberflächen besitzt, daß also eine gleichmäßige Schallverteilung im Raume herrscht, hat W. Jäger[2]) gezeigt, daß eine Schallquelle, die dauernd die Schalleistung L in den Raum abgibt, im stationären Zustand eine konstante Energiedichte E im ganzen Raum erzeugt. Diese Energiedichte bestimmt sich aus der Gleichung

$$E = \frac{4L}{A \cdot c}, \qquad (1)$$

wo c die Schallgeschwindigkeit bedeutet.

Die Energiedichte wird um so größer, je kleiner die Schallabsorption A des Raumes ist; sie ist unabhängig vom Volumen. Diese Formel gilt nur, solange die Absorption nicht zu groß ist; man sieht sofort, daß in einem stark gedämpften Raum, bei dem der Absorptionskoeffizient je Flächeneinheit annähernd 1 ist, keine konstante Energiedichte vorhanden sein kann, da die Schallstärke ebenso wie im Freien mit wachsender Entfernung von der Schallquelle stetig abnimmt. Die konstante Energiedichte wird erst durch die zahlreichen Schallreflexionen an den Wänden bedingt. Je weniger Energieverlust dabei eintritt, je mehr die reflektierten und in die Nähe der Schallquelle zurückkommenden Schallstrahlen in ihrer Stärke dem unmittelbar von der Schallquelle kommenden Schalle entsprechen, um so genauer ist Gleichung (1) erfüllt. Die gleichmäßige Schalldichte entsteht also durch Summation von vielen reflektierten Schallanteilen, ähnlich wie die gleichmäßige Helligkeit auf der Oberfläche der Ulbrichtschen Kugel durch die Integration des reflektierten Lichtes.

Die vorstehend genannten Voraussetzungen der Jägerschen Theorie erfordern für unsere Zwecke einen Versuchsraum mit bestimmten Eigenschaften: er darf keine gekrümmten Oberflächen besitzen; am besten wählt man also einen Raum mit rechteckigem Grund- und Seitenriß. Außerdem muß seine Schallabsorption möglichst klein sein. Will man Gleichung (1) dazu benutzen, um die ausgestrahlte Schalleistung L einer Schallquelle mit einem solchen Raum zu bestimmen, so muß man experimentell die Größen E und A messen. Be-

[1]) Vgl. z. B. R. Ulbricht, Das Kugelphotometer, Berlin 1920.

[2]) W. Jäger, Zur Theorie des Nachhalls, Wiener Akad. Ber. Mathem. Naturw. Klasse 120. Abt. 2a, 1911.

vor wir näher auf die Prüfung der Jägerschen Theorie eingehen, wollen wir in den beiden folgenden Abschnitten die Methoden zur Messung der Absorption A und der Energiedichte E behandeln.

3. Bestimmung der Schallabsorption.

Gleichung (1) gilt für den stationären Zustand; die oben erwähnte Theorie macht aber auch Aussagen über den Verlauf der nichtstationären Vorgänge, die sich beim Ein- und Ausschalten einer Schallquelle in einem geschlossenen Raum abspielen, d. h. also über den Anhall und den Nachhall. Wir betrachten hier nur den Nachhallvorgang. Sind E die Schalldichte im stationären Zustand, E' der jeweilige Momentanwert während des Nachhalls, V das Volumen des Raumes in m^3 und A wie oben die Schallabsorption, so folgt aus der Theorie von Jäger[3])

$$E' = E \cdot e^{-\frac{cA}{4V} \cdot t}. \qquad (2)$$

Setzt man wie üblich $E'/E = 10^{-6}$ und bezeichnet die zugehörige Nachhallzeit mit T, so erhält man nach Einsetzen der Zahlenwerte

$$A \cdot T = 0{,}16 \cdot V. \qquad (3)$$

Gleichung (3) kann man dazu benutzen, bei bekanntem Volumen die Absorption A eines Raumes zu berechnen, indem man die Nachhallzeit T mißt; dies muß allerdings für verschiedene Frequenzen geschehen, da die Absorption bzw. die Nachhallzeit frequenzabhängig ist. Hierzu wurde eine von den Verfassern[4]) bereits früher entwickelte Meßmethode benutzt, die an Stelle der bisher allgemein üblichen subjektiven Methode ein objektives Aufzeichnungsverfahren verwendet. Als Schall benutzt man keinen reinen Ton, da dieser infolge der im Raume entstehenden Interferenzerscheinungen (s. weiter unten) einen sehr unregelmäßigen Verlauf in der Nachhallkurve ergibt; man verwendet vielmehr einen Heulton, d. h. ein Frequenzband, das alle Frequenzen zwischen zwei Grenzfrequenzen enthält; es hat sich gezeigt, daß für hohe wie für tiefe Schwingungszahlen eine Breite des Frequenzbandes von etwa 100 Hertz genügt. Zur Erzeugung eines solchen Heultones dient ein Überlagerungssummer[5]) (s. Abschn. 4) mit angeschlossenem Lautsprecher; die Frequenz des Überlagerungssummers wird durch einen rotierenden Drehkondensator etwa 10mal in der Sekunde kontinuierlich zwischen den eingestellten Grenzen geändert. Zur Schallaufnahme dienen ein verzerrungsfreies Mikrophon, ein ebensolcher Verstärker sowie ein Galvanometer mit genügend



Abb. 1. Nachhallkurve

kurzer Einstellzeit; der Ausschlag des Galvanometers, der der Druckamplitude des Schalles vor dem Mikrophon entspricht, wird photographisch registriert. Abb. 1 zeigt ein Meßbeispiel. Der obere Rand des Oszillogramms enthält die notwendigen Zeitmarken; zur Zeit $t = 0$ wird die Schallquelle abgeschaltet, und der Nachhall setzt ein. Wenn der Ausschlag des Galvanometers sehr klein ist, wird die Empfindlichkeit des Verstärkers automatisch durch ein Relais um das Zehnfache

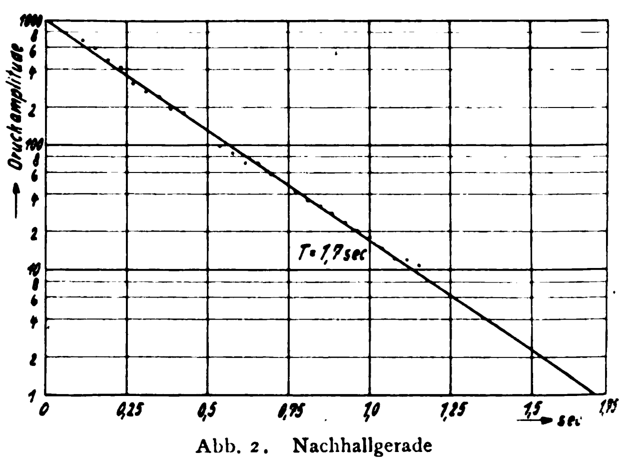


Abb. 2. Nachhallgerade

erhöht, so daß der weitere Verlauf des Nachhalls in vergrößertem Maßstabe erscheint. Zeichnet man eine so erhaltene Kurve (Abb. 1) auf logarithmische Ordinateneinteilung um, so muß man nach der Forderung der Theorie gerade Linien bekommen. Abb. 2 zeigt die Umzeichnung; aus ihr kann man die oben definierte Nachhallzeit T zu $T = 1{,}7$ sec entnehmen. Die hier nur kurz skizzierte Methode

[3]) Die Nachhallvorgänge sind neuerdings für einige bestimmte geometrische Raumformen in einer Arbeit von E. Waetzmann und K. Schuster „Über den Nachhall in geschlossenen Räumen", Ann. d. Phys., 5. Folge, Bd. 1, S. 671, 1929 in mathematisch strengerer Form als bisher behandelt worden. Es zeigen sich dabei Abweichungen von der Jägerschen Theorie; im kubischen und zylindrischen, wenig gedämpften Raum sind sie verhältnismäßig klein, so daß wir im vorliegenden Zusammenhange von ihnen absehen wollen. Für die Berechnung der Gesamtenergie spielen diese Abweichungen keine Rolle, da sie in gleicher Weise in Gl. (2) bzw. Gl. (3) und Gl. (1) eingehen. [Vgl. K. Schuster, Ann. d. Phys. 1 (1929), 696].

[4]) Erwin Meyer u. Paul Just, Zur Messung von Nachhalldauer und Schallabsorption, Elektr. Nachr. Techn. (ENT) 8, (1928), 293.

[5]) Neuerdings sind einige der für raum- und bauakustische Untersuchungen brauchbaren Heultöne auf „Grammophonplatten" fixiert worden und im Handel (Parlophonplatten) erhältlich. Vgl. diese Zeitschr. 10 (1929), 148, Heft 4.

ist verschiedentlich schon, so zum Beispiel zur Bestimmung der Nachhallzeiten von Rundfunkaufnahmeräumen, mit gutem Erfolg benutzt worden; sie läßt sich auch verwenden, wenn man die Schallabsorptionskoeffizienten und damit die Brauchbarkeit von Stoffen ermitteln will, welche auf die Wände aufgebracht, die Geräuschstärke in geräuschvollen Betrieben herabsetzen sollen.[6]) Für den vorliegenden Zweck kann man aus der gemessenen Nachhallzeit T die Schallabsorption A des betreffenden Versuchsraumes nach Gleichung (3) ableiten. Abb. 3 zeigt in Abhängigkeit von der Frequenz die absoluten Werte der Schallabsorption

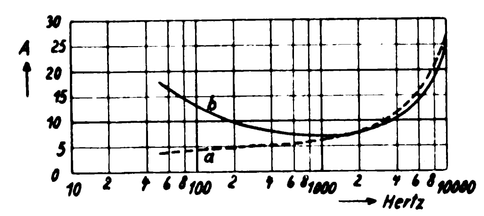


Abb. 3. Absorption zweier Versuchsräume in Abhängigkeit von der Frequenz

für zwei fast leere Versuchsräume von ungefähr 130 m^3 Inhalt, die für die Messungen zufällig zur Verfügung standen; sie unterscheiden sich voneinander durch Wand- und Fußbodenmaterial, Fenstergröße und auch geometrische Form. Zur Erläuterung von A sei nur noch erwähnt, daß A die Anzahl von Quadratmetern offener Fensterfläche angibt, die der Dämpfung des Raumes entspricht. Der Verlauf der Kurven in Abb. 3 wird übrigens gut durch den subjektiven Höreindruck bestätigt, den man beim Sprechen in beiden Räumen erhält. Raum a hat für die tiefen Frequenzen eine sehr kleine Dämpfung und klingt infolgedessen dumpf, während Raum b eine wesentlich hellere Klangfarbe besitzt. Beide Räume sind übrigens sehr wenig gedämpft; der mittlere Absorptionskoeffizient a je m^2 schwankt von 0,02 bis 0,15 für die allerhöchsten Frequenzen.

4. Bestimmung der Schalldichte

Ein Apparat, der die Schalldichte an einem Punkt im Schallfeld unmittelbar anzeigt, existiert nicht; man kann die Schalldichte nur durch Messung der Druck- oder der Geschwindigkeitsamplitude indirekt bestimmen. In der vorliegenden Untersuchung wurde die Druckamplitude gemessen, und zwar diente hierzu anfangs ein Reißsches Mikrophon. Zur Eichung erhielt dieses Mikrophon vor der Membran eine besondere, für den Schalldurchgang stark durchlöcherte Metallplatte (Gegenelektrode), während die Membran selbst durch einen Stanniolüberzug leitend gemacht wurde. Um die Frequenzkurve aufzunehmen, ist es nur erforderlich, zwischen Membran und Gegenelektrode eine Gleichspannung und eine konstante Wechselspannung für alle Frequenzen anzulegen; dann wird für alle Schwingungszahlen auf die Membran eine konstante (elektrostatische) Kraft ausgeübt. Als Kohlemikrophon hat das Reißsche Mikrophon aber für meßtechnische Zwecke den Nachteil, daß seine Empfindlichkeit ebenso wie seine Frequenzkurve dauernd kleinen Änderungen unterworfen sind und daher immer aufs neue bestimmt werden müssen. Gegen Ende der vorliegenden Untersuchung wurde aus diesem Grunde ein Kondensatormikrophon in Niederfrequenzschaltung gebaut, das bei gleicher Güte der Frequenzkurve eine sehr hohe Empfindlichkeit besaß und konstant arbeitete.

Die Frequenzkurven beider Mikrophone — auch das Kondensatormikrophon (K. M.) wurde in ähnlicher Weise wie das Reißmikrophon (R. M.) geeicht — sind in Abb. 4 dargestellt.[7]) Die Kurven enthalten zugleich auch den Frequenzgang des nachfolgenden Verstärkers; zur Messung muß ja die vom Mikrophon gelieferte Wechselspannung an einen 3- bis 4stufigen Verstärker gelegt werden; der Verstärkungsgrad ist durch ein Potentiometer meßbar veränderlich; der verstärkte

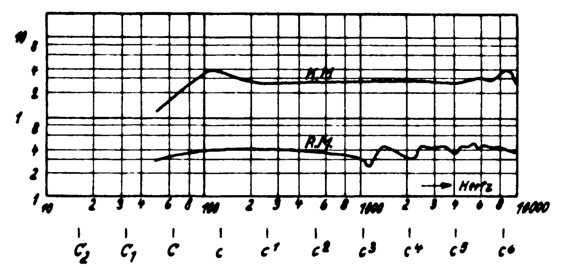


Abb. 4. Frequenzkurven von Reißmikrophon und Kondensatormikrophon

Strom wird in einem Thermoelement oder mit einem Gleichrichter und einem Gleichstromgalvanometer gemessen. (vgl. Abb. 5).

Zur Messung der Druckamplitude genügt nun nicht allein der relative Verlauf der Frequenzkurve (wie in Abb. 4), man muß die gesamte Schallempfangsapparatur auch **absolut** eichen. Dies erfolgte für eine Anzahl von Frequenzen zwischen 100 und 10000 Hertz mit Hilfe der Rayleighschen Scheibe. Die elektrostatische Eichung liefert

[6]) Vgl. hierzu: Erwin Meyer u. Paul Just, Über Messungen an schalldämpfenden Materialien, Telegraphen- u. Fernsprechtechnik (TFT), **18**, (1929), 40.

[7]) Die hier beschriebene elektrostatische Eichung erfaßt nur die Frequenzeigenschaften der Membran, nicht die Verzerrung des Schallfeldes durch den Mikrophonkörper; diese Verzerrung wird um so geringer, je kleiner das Mikrophon ist. Für ein Kugelmikrophon mit senkrechter Schallinzidenz auf die Membran liegen bereits theoretische Untersuchungen über die Schallbeugung am Mikrophonkörper vor. [Vgl. St. Ballantine, Phys. Rev. **32** (1928), 988.]

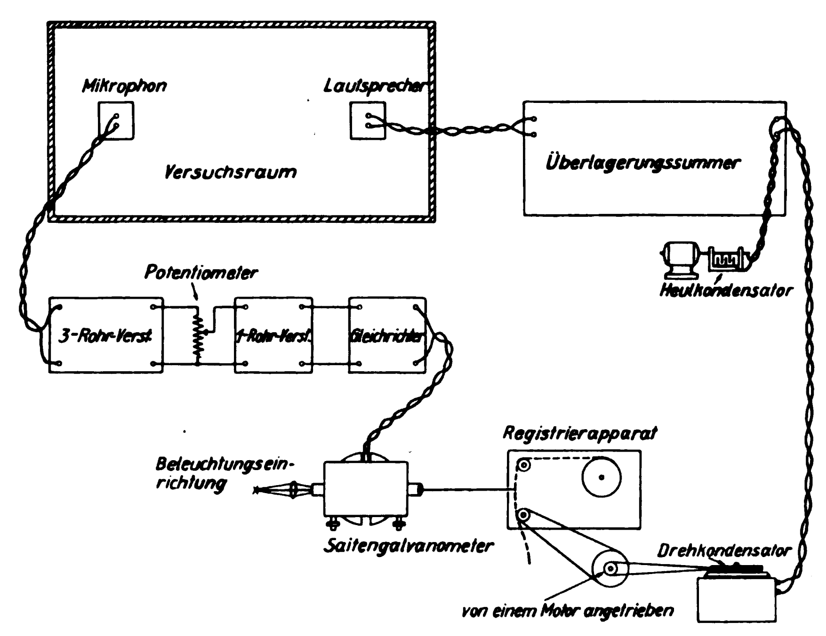


Abb. 5. Anordnung zur Registrierung der Frequenzkurven von Lautsprechern

als Druckamplitude, die auf die Membran einwirkt (Effektivwert), die Größe $p = C \cdot V_0 \cdot V_1$, wenn zwischen Membran und Gegenelektrode eine Gleichspannung V_0 und eine Wechselspannung $V_1 \cdot \sin \omega t$ ($V_1 \lll V_0$, V_1 Effektivwert) angelegt werden. Die Konstante C kann man bestimmen, indem man auf das Mikrophon einmal akustisch die Druckamplitude p und das zweite Mal die elektrischen Spannungen V_0 und V_1 von solcher Größe einwirken läßt, daß man in beiden Fällen den gleichen Ausschlag nach dem Verstärker erhält. Mißt man die Spannungen V_0 und V_1 und mit der Rayleighschen Scheibe die Druckamplitude p, so folgt hieraus die Konstante C, deren Größe durch geometrische Dimensionen (Fläche, Abstand von Membran und Gegenelektrode) gegeben ist und daher konstant bleibt; für spätere Eichungen genügt die Kenntnis von V_0 und V_1 allein.

Ist die effektive Druckamplitude in Dyn/cm² bekannt, so berechnet sich die Energiedichte E zu

$$E = p^2/c^2 \cdot \varrho\,,$$

und man erhält aus Gl. (I)

$$L = 6{,}1\ \mathrm{A} \cdot p^2\, \mu W, \qquad (4)$$

wenn für ϱ der Wert 0,0012 g/cm³ und für c 340 m/sec eingesetzt werden; die von der Schallquelle abgegebene Schalleistung L wird dabei in Mikrowatt gemessen.

Handelt es sich um Lautsprecher, für welche die ausgestrahlte Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt werden soll, so ist noch ein geeigneter Wechselstromgenerator zur elektrischen Erregung des Lautsprechers erforderlich. Als solcher wurde der schon früher entwickelte Überlagerungssummer benutzt, der den Vorteil hat, eine konstante, sinusförmige Spannung für alle Frequenzen zu liefern; er besteht aus zwei Hochfrequenzsendern, von denen der eine in seiner Frequenz festgehalten wird, während man die Schwingungszahl des zweiten durch einen Drehkondensator verändert. Die Differenz beider Hochfrequenzschwingungen gibt die Niederfrequenz. Eine schematische Übersicht der für die Lautsprecherprüfung benutzten Apparatur, die im wesentlichen die gleiche wie früher[8] ist, gibt Abb. 5. Die Registrierung der Frequenzkurve erfolgt automatisch, indem der photographische Registrierapparat und der Drehkondensator des Überlagerungssummers starr miteinander gekoppelt und gemeinsam von einem Motor angetrieben werden. Dem Drehkondensator liegt ein kleiner Kondensator, der sogenannte Heulkondensator, parallel, der von einem zweiten Motor angetrieben, die jeweilige Frequenz um ± 50 Hertz etwa 10 mal in der Sekunde verändert. Diese Vorrichtung ist notwendig, um die stehenden Wellen im Raume zu vermeiden (s. Abschn. 5).

5. Kontrollversuche.

Für die Ulbrichtsche Kugel in der Photometrie ist mit Hilfe des Lambertschen Gesetzes leicht auf Grund der geometrischen Form und der diffusen Lichtreflexion nachzuweisen, daß die Flächenhelligkeit an allen Punkten der Oberfläche gleich groß ist, was sich experimentell auch bestätigt hat. Die Kugelgestalt ist jedoch nicht unbedingt erforderlich; man hat „eckige" Ulbrichtsche Kugeln konstruiert, die innerhalb geringer Fehlergrenzen gleich gute Resultate geliefert haben.[9]) Ein Raum von kugelförmiger Gestalt kommt für akustische Zwecke, abgesehen von den baulichen Schwierigkeiten, nicht in Frage, da es wohl nur unter großen Aufwendungen möglich wäre, eine diffuse Schallreflexion an den Wänden zu erreichen; wir wählen im Gegenteil wegen der geometrischen Reflexion des Schalles einen Raum mit nichtgekrümmten Oberflächen, am besten von quader-

[8]) Martin Grützmacher u. Erwin Meyer, Eine Schallregistriervorrichtung zur Aufnahme der Frequenzkurven von Lautsprechern und Telephonen, ENT. **4** (1927), 208.

[9]) G. Gehlhoff, Über eine eckige Ulbrichtsche Kugel, Licht und Lampe 1926, S. 428.

förmiger Gestalt, eine Form, die auch aus der Raumakustik als recht günstig bekannt ist. Die Dimensionen des Raumes müssen so sein, daß sie für die tiefen Frequenzen mindestens noch mit der Wellenlänge vergleichbar sind. Außerdem muß die Absorption, wie oben ausgeführt, möglichst klein sein.

Für einen Raum der hier skizzierten Art sagt Gl. (1) [bzw. (4)] aus, daß die Schalldichte überall konstant ist und eine bestimmte, von der Absorption des Raumes und der Leistung der Schallquelle abhängige Größe hat. Gl. (1) ist unter sehr vereinfachenden Annahmen abgeleitet, und man muß daher zunächst experimentell prüfen, ob sie für die gewählten Versuchsräume (s. Abschn. 3) gültig ist.

Zunächst wurde untersucht, wie weit die Schalldichte im Raume überhaupt konstant ist. Am besten führt man diese Versuche mit einer konstant arbeitenden Schallquelle, z. B. mit einem Lautsprecher durch. Dieser Lautsprecher darf aber, wie schon früher[10]) einmal gezeigt worden ist, keinen reinen Ton erzeugen, da man dann infolge der sich im Raume ausbildenden stehenden Wellen sehr große Schwankungen der Meßwerte erhält. Man muß vielmehr ebenso wie bei der Bestimmung der Nachhallzeit mit einem Frequenzband arbeiten, das durch den Heulkondensator am Überlagerungssummer hergestellt wird (s. Abschn. 4). Zur Schallaufnahme dient das Kondensatormikrophon, das von einer Versuchsperson im Raum herumgetragen wird; gleichzeitig wird der Ausschlag des Galvanometers photographisch registriert. Abb. 6 zeigt einige Resultate, die für verschiedene Frequenzen erhalten sind, wenn das Mikrophon durch einen großen Teil des Raumes, weit über die Hälfte, kreuz und quer hindurchgetragen wird. Die auf dem Registrierstreifen aufgezeichnete Druckamplitude ist in konstanten Abständen abgelesen und auf den logarithmischen Ordinatenmaßstab der Abb. 6 übertragen worden. Man erkennt, daß die Konstanz der Schalldichte für praktische Messungen vollkommen hinreichend ist. Nur in einem kleinen Bezirk, in unmittelbarer Nähe der Schallquelle, die übrigens bei diesen und allen folgenden Versuchen nicht direkt auf das Mikrophon zu, sondern gegen eine Seitenwand, gegen die Decke oder in eine Ecke des Raumes gerichtet ist[11]), macht sich ein Anwachsen der Druckamplitude bemerkbar.

Die nächste Prüfung betrifft die Frage, wie weit die gemessenen Werte von der Aufstellung Mikrophon-Schallquelle und vom Versuchsraum abhängen. Zur Beantwortung dieser Frage wurde die Frequenzkurve eines Lautsprechers aufgenommen, und zwar wurde der hierzu gewählte Lautsprecher (Rice-Kellog) in der Anordnung Abb. 5 mit konstanter Spannung an Gitter-Kathode des zu ihm gehörigen Endrohres (K 454) erregt; die Druckamplitude wurde registriert und nach Formel (4) die abgegebene Schalleistung in Milliwatt

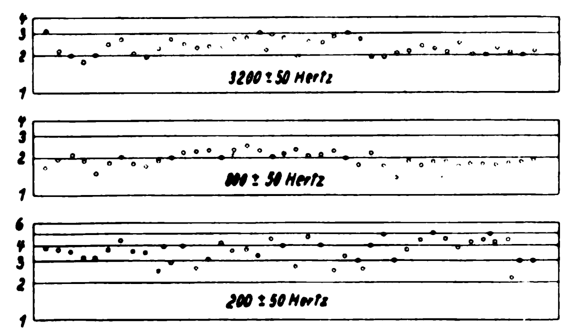


Abb. 6. Konstanz der Schalldichte im Versuchsraum

berechnet. Die Messungen fanden in zwei verschiedenen Räumen a und b statt, deren Absorptionsgrößen in Abb. 3 angegeben sind, wobei jeweils zwei beliebige Stellungen von Mikrophon und Lautsprecher gewählt wurden. Abb. 7 zeigt die Meßergebnisse. Man sieht, daß alle Kurven unabhängig von Versuchsraum und Mikrophonaufstellung alle wesentlichen Eigenschaften des Lautsprechers zeigen; die mittlere Abweichung in den Kurven Abb. 7 beträgt etwa 30 $^0/_0$, was bei akustischen Energiemessungen als recht befriedigend zu bezeichnen ist.

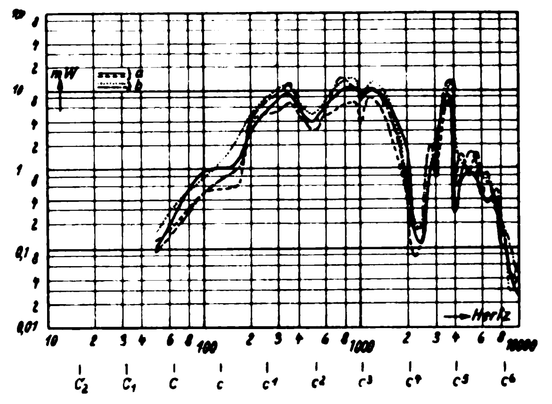


Abb. 7. Frequenzkurve des Rice-Kellogschen Lautsprechers, aufgenommen in zwei Räumen a und b bei verschiedener Aufstellung von Mikrophon und Lautsprecher

Die letzte Prüfung endlich besteht darin, die von einer Schallquelle ausgestrahlte Gesamtenergie nach zwei Methoden zu bestimmen, nach der hier beschriebenen „Ulbrichtschen Kugelmethode" und mit Hilfe einer punktweisen Ausmessung des Schallfeldes. Für diese Zwecke wurde eine möglichst einfach strahlende Schallquelle, ein Trichter-

[10]) Erwin Meyer u. Paul Just, ENT, l. c. 1928, S. 296, Tafel 1.

[11]) Diese Anordnung entspricht etwa der Mattglasscheibe zwischen Lichtquelle und Beobachtungsfenster bei der Ulbrichtschen Kugel.

lautsprecher, gewählt und das von ihm erzeugte Schallfeld mit Hilfe einer Rayleighschen Scheibe punktweise ausgemessen; die Meßfrequenz war etwa 800 Hertz. Die punktweise Messung und Summierung ergab unter bestimmten elektrischen Bedingungen 36 Milliwatt, während die Integralmethode 30 Milliwatt lieferte, was wiederum als eine für praktische akustische Zwecke brauchbare Übereinstimmung gelten kann. Daß die Integralmethode weniger liefert, ist wohl kein Zufall; die Abweichung beruht vermutich. Druckamplitude darauf, daß die im ganzen Raum nicht vollkommen konstant ist, sondern in der unmittelbaren Nähe der Schallquelle anwächst; dieses Anwachsen wird durch die einmalige Messung der Druckamplitude in größerem Abstand nicht erfaßt. Man kann übrigens umgekehrt ähnlich wie in der Photometrie eine durch punktweise Messung geeichte Schallquellen bestehen, von denen jede zur Wiedergabe eines bestimmten Frequenzbereiches eingerichtet ist. Um die Frequenzkurve eines Lautsprechers aufzunehmen, muß man eine Größe konstant halten, am besten, in Übereinstimmung mit dem praktischen Gebrauch, die Wechselspannung an Gitter-Kathode des Verstärkerrohres, in dessen Anodenkreis der Lautsprecher liegt. Auf diese Weise werden zugleich die Anpassung zwischen Röhre und Lautsprecher sowie die zugehörige Schaltanordnung in die Prüfung mit hinein bezogen. Die akustische Messung erfolgt wie in Abb. 5 angegeben, wobei der Heulkondensator so eingestellt wird, daß er die jeweilige Frequenz um $\pm$ 50 Hertz ändert. Die Verwendung des Heultones ist aus zwei Gründen notwendig, einmal um die Interferenzerscheinungen im Raume zu vermeiden; außerdem soll die Rückwirkung des Raumes

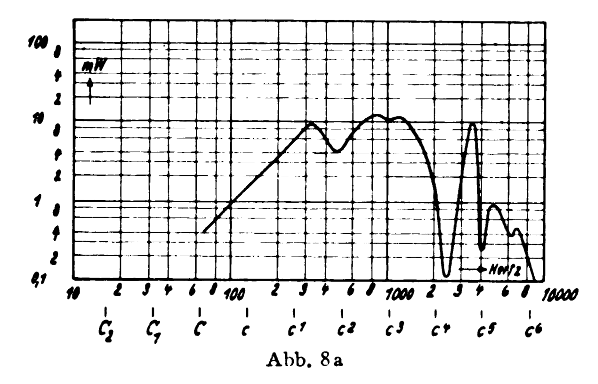


Abb. 8a

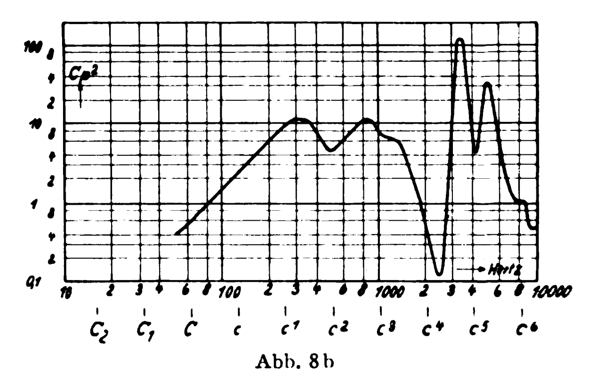


Abb. 8b

Frequenzkurve des Rice-Kellogschen Lautsprechers, a) Gesamtenergie, b) Druckamplitude vor der Membran

quelle dazu benutzen, um den Versuchsraum zu „eichen"; die oben beschriebenen Absorptionsmessungen sind dann nicht erforderlich.

6. Lautsprechermessungen

Wir gehen nunmehr dazu über, einige Anwendungsbeispiele der beschriebenen Methode zu besprechen. Zunächst ist die Aufnahme von Lautsprecherkurven zu nennen. Wie in der Einleitung erwähnt, mißt man bisher nur die Druck- oder die Geschwindigkeitsamplitude an einer Stelle vor dem Lautsprecher; durch schnelle Drehung des Lautsprechers um eine vertikale Achse und Aufzeichnung der Druckamplitude mit einem trägen Instrument ist es möglich, einen Mittelwert über die längs eines Kreises vorhandenen Werte zu erhalten.[12]) Nach dem vorliegenden Verfahren kann man nun ohne weiteres die Gesamtenergie bestimmen; besonders wichtig ist eine solche Methode für Lautsprecher, die aus mehreren Einzelschallauf die Schallabstrahlung des Lautsprechers verhindert werden; auf der anderen Seite muß man dabei den Nachteil mit in Kauf nehmen, daß durch die Benutzung des Heultones scharf ausgeprägte Resonanzstellen etwas abgeflacht werden.

Abb. 8a und 8b zeigen zunächst für den oben erwähnten elektrodynamischen Lautsprecher den Unterschied, der zwischen der Frequenzkurve von p^2 (p-Druckamplitude unmittelbar vor dem Lautsprecher) und der Frequenzkurve der Gesamtenergie besteht. Für die tiefen Frequenzen, die in Kugelwellen ausgestrahlt werden, sind die Abweichungen recht gering, dagegen sind wesentliche Unterschiede für die höheren Frequenzen vorhanden. Infolge der Richtwirkung des Lautsprechers für die hohen Frequenzen erhält man unmittelbar auf der Mittelsenkrechten des schallabstrahlenden Gebildes hohe Druckwerte, während die Gesamtenergie sehr klein ist. Hinsichtlich des praktischen Gebrauches sind wohl die Kurven in Abb. 8 als die beiden möglichen Extremfälle zu bezeichnen. Im allgemeinen dürfte für den Zuhörer mehr die Kurve der Gesamtenergie in Frage kommen, natürlich

[12]) E. Gerlach „Eine registrierender Schallmesser und seine Anwendungen, Zeitschr. f. techn. Phys. 8 (1927), 515.

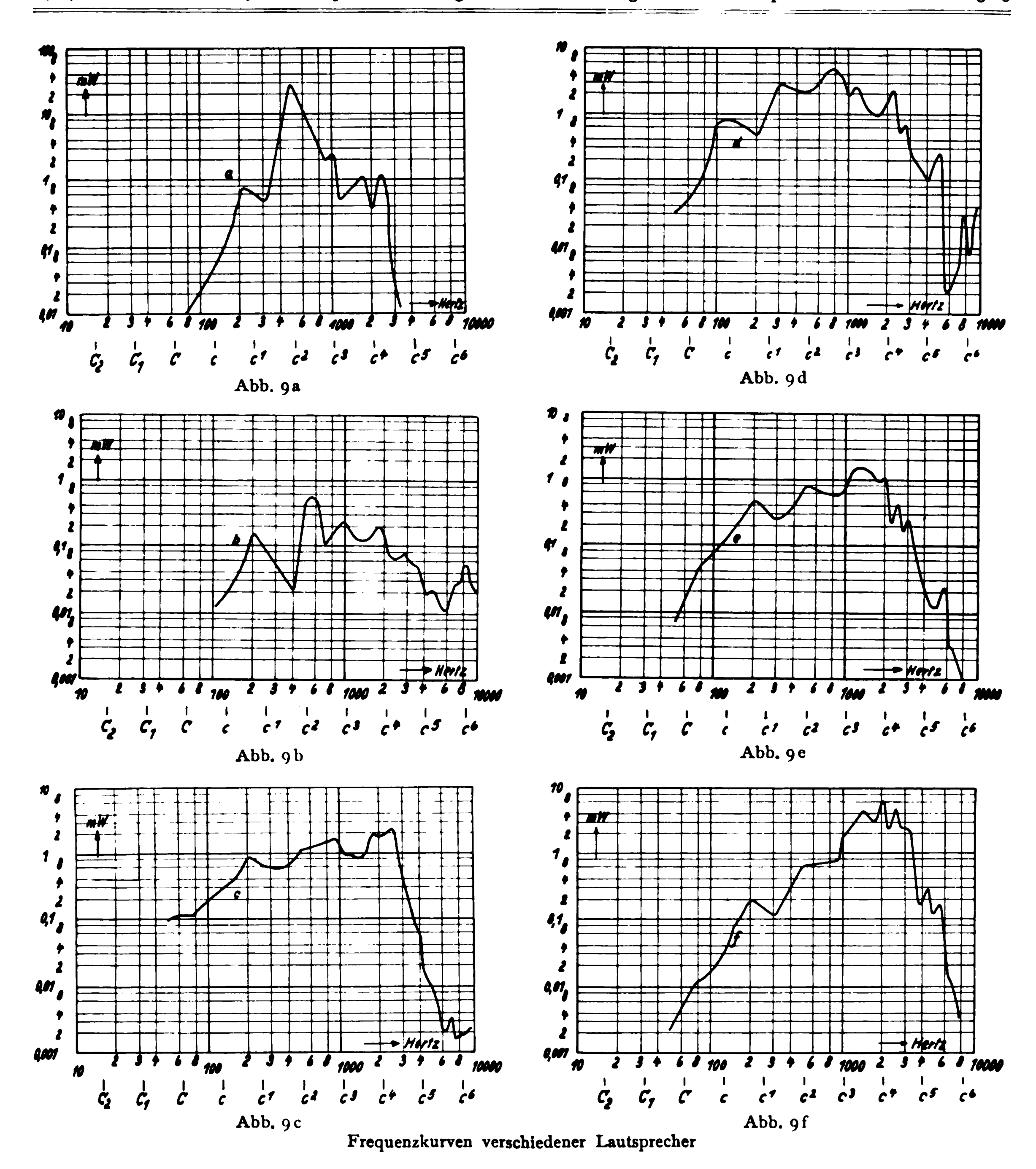


Abb. 9a

Abb. 9b

Abb. 9c

Abb. 9d

Abb. 9e

Abb. 9f

Frequenzkurven verschiedener Lautsprecher

durch die Absorptionseigenschaften des Wiedergaberaumes modifiziert.[13])

Abb. 9 gibt einige Beispiele für Frequenzkurven von Lautsprechern, wobei als Ordinate stets die Gesamtleistung in Milliwatt aufgetragen ist; die Wechselspannung an Gitter-Kathode des Endrohres schwankt dabei zwischen 3 und 8 Volt. Kurve *a* ist ein älterer elektromagnetischer Trichterlautsprecher, *b* ein neuerer elektrostatischer Lautsprecher; *c* stellt einen elektrodynamischen Typ, *d* einen elektromagnetisch erregten Flächenlautsprecher dar. Für einen zweiten Lautsprecher der letztgenannten Bauart ist die Frequenzabhängigkeit durch die Kurven *e* und *f* gegeben; das eine Mal (*e*) ist eine Röhre mit sehr geringem inneren Widerstand (RE 604), das zweite Mal (*f*) eine solche mit sehr hohem inneren Widerstand (RE 164*d*) verwendet. Es zeigt sich die bekannte

[13]) Über den Einfluß des Wiedergaberaumes auf Frequenzkurven von Lautsprechern, vgl. J. Wolff, Proc. of Inst. of Radio Eng. (1928) **16**, 1729 und L. G. Bostwick, Bell Syst. Tech. Journ. 1929. Bd. **8**, S. 135.

Tatsache, daß die hochohmigen Röhren infolge der starken Zunahme des Lautsprecher-Scheinwiderstandes mit wachsender Schwingungszahl die höheren Frequenzen bevorzugen. Die in Abb. 9 gegebenen Beispiele zeigen übrigens ebenso wie zahlreiche andere aufgenommene Lautsprecherkurven, daß das Ideal in der Schallwiedergabe, konstante Schallenergie für alle Frequenzen, noch keineswegs erreicht ist.

Kennt man die gesamte ausgestrahlte akustische Leistung, so ist es verhältnismäßig einfach, den Wirkungsgrad eines Lautsprechers zu bestimmen. Man braucht hierzu nur noch die hineingeschickte elektrische Leistung, z. B. nach dem Dreivoltmeter-Verfahren, festzustellen. Für einen elektrodynamischen Lautsprecher wurden z. B. die folgenden Wirkungsgrade in Abhängigkeit von der Frequenz ermittelt:

Tabelle 1

Hertz	100	200	400	800	1600
Wirkungsgrad	0,9 ‰	2,3 ‰	3,5 ‰	9 ‰	7 ‰

Der höchste Wirkungsgrad beträgt ungefähr 1 %; in Tabelle 1 kommt übrigens deutlich das Ansteigen des Strahlungswiderstandes mit wachsender Frequenz zum Ausdruck.

Auch bei einigen anderen Lautsprechern wurden noch Wirkungsgrade gemessen, jedoch nur für einzelne besonders lautstarke Frequenzen. Es ergaben sich für einen lautstarken elektromagnetischen Flächenlautsprecher 3,5 %, für einen elektrostatischen Lautsprecher (mit zugehöriger Drossel und 1000 V Gleichstrom-Vorspannung) 2 % und für einen elektromagnetischen Trichterlautsprecher (Resonanzstelle) 7 %.

7. Andere Schallquellen

Wenn man die Schalleistung von Schallquellen, die keine Töne, sondern komplizierte Schallschwingungen aussenden, nach der hier beschriebenen Methode messen will, so hat man die Schwierigkeit, daß die Versuchsräume im allgemeinen eine frequenzabhängige Schalldämpfung besitzen. Es ist prinzipiell zwar möglich, Räume mit konstanter Schalldämpfung herzustellen, da es Materialien gibt, die die hohen und die tiefen Frequenzen verschieden stark dämpfen, so daß eine Kombination[14]) verschiedener Stoffe eine gleichmäßige Schallabsorption liefert. Ein solcher Raum stand jedoch nicht zur Verfügung; es wurde deswegen für die folgenden Messungen, die ihrem ganzen Charakter nach nur die Größenordnung angeben können, mit einem Mittelwert der Gesamtabsorption über alle Frequenzen gerechnet. Die Messungen erfolgten in der gleichen Weise, wie es oben (Abschnitt 4) beschrieben ist.

Zunächst wurde die Energie der Sprache gemessen. Es ergaben sich für Unterhaltungssprache (4 Sprecher) Werte zwischen 3 und 14 Mikrowatt; diese Ergebnisse stimmen gut mit den von Crandall[15]) gemessenen Werten überein, der als Mittelwert 10 Mikrowatt für die englische Sprache angibt.

Auch die von einigen Musikinstrumenten abgegebenen Schalleistungen wurden bestimmt. Um die Schallinterferenzen zu vermeiden, wurden Triller oder Läufe gespielt; gleichzeitig bewegten sich die Versuchspersonen, ebenso wie vorher beim Sprechen etwas im Raume. Starkes Fortissimo auf der Geige liefert 100 Mikrowatt, während ein so stark als möglich angeblasenes Piston 50 Milliwatt erzeugt. Das letzte Beispiel zeigt übrigens, daß man die Schalleistung von Musikinstrumenten vielfach unterschätzt. Um akustisch 1 PS zu erzeugen, sind nicht, wie häufig angegeben, einige Millionen Bläser erforderlich; bei kräftigem Pistonblasen genügen „schon" 15000 Mann.

Messungen der hier genannten Art sind nach der Methode der „Ulbrichtschen Kugel" recht einfach auszuführen. Es ist beabsichtigt, das Verfahren auch für bauakustische Zwecke heranzuziehen; man gelangt dann zu einer genaueren Definition der Schalldurchlässigkeit als bisher, indem man die auf eine Wand auftreffende und von ihr abgegebene Gesamtenergie bestimmt.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird in Analogie zur Ulbrichtschen Kugel eine Methode beschrieben, die Gesamtenergie zu bestimmen, die von einer Schallquelle ausgestrahlt wird. Die Messung geschieht in einem vollkommen geschlossenen Raume mit möglichst geringer Absorption. Die Absorption wird aus Versuchen nach einer neu entwickelten objektiven Methode der Nachhallregistrierung berechnet. Außerdem muß noch die im Raume herrschende Druckamplitude gemessen werden; dies geschieht mit einem elektrostatisch geeichten Mikrophon. Aus Druckamplitude und Absorption kann auf Grund der Jägerschen Theorie die Schalleistung einer Schallquelle ermittelt werden. Durch verschiedene Vorversuche wird die Richtigkeit der Methode gezeigt. Als Beispiele für die Brauchbarkeit des Verfahrens werden Frequenzkurven und Wirkungsgradbestimmungen von Lautsprechern sowie Energiemessungen der menschlichen Sprache und einiger Musikinstrumente angegeben.

[14]) Derartige Verhältnisse wurden in einem mit dünnen Holzplatten und Stoffvorhängen ausgestatteten Rundfunkaufnahmeraum beobachtet. Holzplatten dämpfen, wie inzwischen vorgenommene Untersuchungen gezeigt haben, durch ihr Mitschwingen besonders die tiefen Frequenzen, während Stoffvorhänge, dicht an der Wand angebracht, die hohen Töne stärker absorbieren.

[15]) C. F. Sacia, Speech Power and Energy, Bell Syst. Journ. 4 (1925), 627.

(Eingegangen am 28. März 1929)

Spannungsmessungen mit Kugelfunkenstrecken in Luft bei Erdung eines Poles der Spannungsquelle

Von Carl Stoerk, Berlin und Wolfgang Holzer, Berlin

(Mitteilung aus dem Hochspannungslaboratorium der Technischen Hochschule Berlin, Vorstand Prof. A. Matthias)

Inhalt: Die Mitteilung bringt Eichungen vom Kugelfunkenstrecken bei Erdung eines Poles der Spannungsquelle im Bereiche größerer Schlagweiten (bis zum Zweifachen des Kugeldurchmessers) und Spannungen (bis 820 kV_{max} gegen Erde) an Kugelpaaren mit Durchmesser n von 5 bis 50 cm. Die Meßergebnisse stimmen für die kleineren Schlagweiten recht gut mit den gebräuchlichen Eichwerten überein; für größere Schlagweiten ergeben sich z. T. beträchtliche Abweichungen gegenüber der bisher benutzten Rechnungsformel. Die Entstehung nnd Begründung dieser Formel wird an Hand des Schrifttums verfolgt.

Die Kugelfunkenstrecke als Meßgerät für den Scheitelwert hoher Spannungen liefert verläßliche Meßergebnisse, sofern Feldstörungen ausgeschlossen sind und gewisse Versuchsbedingungen eingehalten werden. Auf Grund sorgfältiger Auswahl unter den vorliegenden Eichmessungen hat der VDE für eine Anzahl von Kugeldurchmessern D einheitlich zusammengehörige Werte von Durchbruchspannung und Kugelabstand s, eingeengt auf einen gewissen Bereich der Schlagweite bis etwa $s/D = 0{,}4 \ldots 0{,}6$, festgelegt.[1] Die in diesen Regeln enthaltene obere Grenze für die Schlagweite liegt noch durchaus in dem Gebiet, in dem der Durchbruch zwischen den Kugeln aus der Anfangspannung heraus erfolgt. Mehrfach wurde eine Ausdehnung des Verwendungsbereiches der Kugelfunkenstrecken bis zu der durch die Änderung der Entladungsform gebotene Grenzen vorgeschlagen; hierfür waren bereits in den früheren Arbeiten einige Unterlagen gegeben. Von verschiedenen Seiten waren jedoch Einwände hinsichtlich der Zuverlässigkeit der Eichmessungen erhoben worden[2]; vor allem erschien es zweifelhaft, ob eine Ausdehnung der seinerzeit für den durch Messungen erfaßten Bereich aufgestellten Rechnungsformel auf größere Schlagweiten zulässig sei. Diese Frage wird zurzeit an verschiedenen Stellen bearbeitet. Die Einrichtungen des Hochspannungslaboratoriums der Technischen Hochschule Berlin gestatten es nun, die erforderlichen Messungen bis zu den höchsten Spannungen bei einseitiger Erdung durchzuführen. So erschien es angebracht, eine Eichung von in den VDE-Regeln aufgeführten Kugelfunkenstrecken auch im Bereiche größerer Schlagweiten und höherer Spannungen vorzunehmen.

Die Eichung erfolgte mit Hilfe eines Scheitelspannungsmessers der Firma E. Haefely & Co., Basel.[3] Abb. 1 zeigt das Gesamtschaltbild der Versuchsanordnung. Ein von Fremdfeldern nicht beeinflußter Luftkondensator C liegt an der zu messenden Hochspannung. Sein Ladestrom wird über zwei Ventilröhren V je nach der Stromrichtung unmittelbar bzw. über den empfindlichen Strommesser A zur Erde geleitet. Die Batterie KB dient zur Aufhebung des Anlaufstromes der Röhren. Durch Nebenschlüsse R_n wird der Strommesser den verschiedenen Meßbereichen angepaßt. C wird in unserem Falle gebildet durch die Kapazität zwischen einer an Hochspannung liegenden Vollkugel von 120 cm Durchmesser und einer aus der entsprechenden Halbkugel herausgeschnittenen Kalotte (s. Abb. 2). Der Rest der Halbkugel ist fest geerdet und schirmt den Meßabschnitt. Die Kapazität C ist durch eine Messung mit der Scheringbrücke für alle Kugelabstände bestimmt. V sind Telefunkenröhren RE 154; das Galvanometer A (Siemens & Halske) gibt bei 30 mV vollen Ausschlag (150 Skalenteile) bei einem inneren Widerstand $R_i = 475$ Ohm.

Der durch das Meßgerät angezeigte Strom ist $i = 2 \cdot f \cdot C \cdot E$, wenn f die Frequenz, E der Scheitelwert der zu messenden Hochspannung ist. Der Ausschlag des Gerätes ist $\alpha = k \cdot i$ (k ist hier 2,38 Skt./μA). Bei Verwendung eines Nebenschlusses R_n ergibt sich schließlich

$$E = \frac{1 + R_i/R_n}{2\,k \cdot f \cdot C} \cdot \alpha = K \cdot \alpha \cdot$$

Zahlentafel 1 gibt einige benutzte Meßbereiche mit den zugehörigen Angaben.

Die Anzeige des Scheitelwertmeßgerätes kann durch verschiedene Einflüsse gefälscht werden:

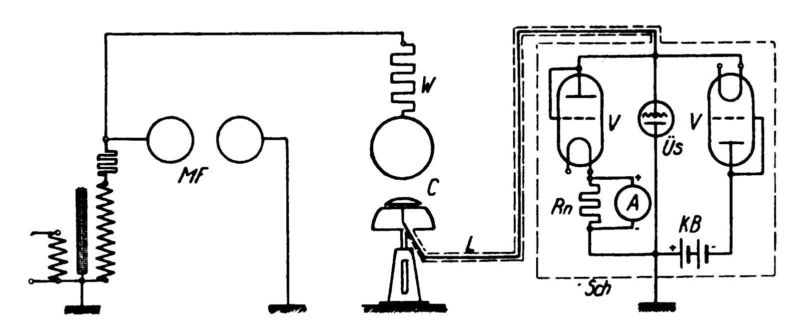


Abb. 1. Schaltbild der Versuchsanordnung
MF Meßfunkenstrecke. W Schutzwiderstand. L Geschirmte Leitung. Sch Geerdeter Schirmkasten. $Üs$ Überspannungssicherung. A Strommesser. KB Kompensationsbatterie. V Ventilröhren. R_n Nebenwiderstand. C Kugelanordnung mit Meßkalotte

[1]) Regeln für die Spannungsmessung mit der Kugelfunkenstrecke in Luft. VDE 365, August 1926.
[2]) Z. B. A. Palm, ETZ 47 (1926), 904.
[3]) Vgl. ETZ 50 (1929), 95.

Zahlentafel 1

Abstand der Meßkalotte von der Vollkugel in cm	7	10	25	55	90
Überschlagspannung der Kugelanordnung in kV_{max}	176	252	602	1081	1170
Meßbereich in kV_{max}	150	225	450	750	900
Kapazität zwischen Meßabschnitt u. Kugel in $\mu\mu F$.	11,645	9,08	4,55	2,402	1,581
Nebenwiderstand des Galvanometers in Ohm	268,0	211,8	210,8	255,5	377
Umrechnungswert K für 50 Hertz	1	1,5	3	5	6

Verzerrung des Kondensatorfeldes, Stromverlust durch Ableitung, Schwankungen der Frequenz und Unregelmäßigkeiten in der Spannungskurve. Durch Vergleichsversuche (Aufnahme desselben Funkenüberschlages bei verschiedenen Abständen im Kugelkondensator) wurde festgestellt, daß die Kapazität C keinerlei Fremdbeeinflussungen unterliegt. Der Isolationswiderstand der Anordnung war hoch genug, um einen merklichen Stromverlust zu verhindern. Die Frequenz wurde stets genau auf 50 Hertz eingeregelt. Eine Abhängigkeit der Anzeige von der Kurvenform tritt erst ein, wenn infolge starker Einsattelungen der Spannungskurve der Ladestrom von C mehr als einen Nulldurchgang je Halbwelle aufweist. Eine oszillographische Nachprüfung der Oberspannung unserer Transformatoren war daher notwendig. Mit Hilfe von Schieferplatten wurde eine Widerstandspannungsteilung hergestellt; die abgegriffene Teilspannung von wenigen Volt wirkte auf das Gitter einer Verstärkerröhre (L 430 von Valvo), in deren Anodenkreis die Meßschleife des Siemens-Oszillographen lag. Durch geeignete Wahl des Arbeitspunktes auf der Kennlinie war eine verzerrungsfreie Verstärkung sichergestellt. Infolge der hohen Stromaufnahme der Schieferwiderstände (etwa 10 mA) wurden kapazitive Nebeneinflüsse, die die Spannungsteilung frequenzabhängig gemacht hätten, unwirksam.[4]) Abb. 3 zeigt ein derartiges Oszillogramm, das bei 340 kV aufgenommen wurde. Diese Form der Spannungskurve kann keine Fehlanzeige des Meßgerätes verursachen.[5])

Abb. 2. Schnitt durch die Kugeln der Haefely-Meßeinrichtung

Abb. 3. Oszillogramm der Spannungskurve bei 340 kV

In der durch Abb. 1 gekennzeichneten Schaltung wurden bei einseitiger Erdung Kugelpaare folgender Durchmesser untersucht: $D = 5$, 10, 15, 25 und 50 cm. Der Aufbau der Funkenstrecken (wagerechte Lage, Erdabstand $3\,^1/_2$ m für die beiden grossen, $1\,^1/_2$ m für die drei kleineren Kugeln) entsprach den Regeln des VDE.[6]) Vor dem Versuch wurden die Kugeln mit feinstem Schmirgelpapier poliert und mit einem Lederlappen nachgerieben. Alle Abstände wurden mittels ge-

[4]) Die geschilderte Schaltung stimmt mit einer inzwischen von K. Halbach, A. f. E. **21** (1929), 535, veröffentlichten überein; die Anordnung wird dort auf Dr. H. Bechdoldt zurückgeführt.

[5]) Eine eingehendere Behandlung der Arbeitsweise dieses Meßgerätes bleibt einer späteren Veröffentlichung vorbehalten.

[6]) Eine ausführliche Beschreibung des Hochspannungslaboratoriums gibt Prof. A. Matthias, ETZ **50** (1929) 373. Dort ist auch die benutzte Funkenstrecke (Abb. 10) und die Kugelanordnung der Haefely-Meßeinrichtung (Abb. 8 und 9) dargestellt.

nauer Endmaße (Zeiss) eingestellt. Die Spannung wurde langsam hochgeregelt; in der Nähe des Überschlages betrug die Steigerung weniger als $^1/_2\,^0/_0$ je Sekunde. Die Abweichung der Einzelwerte von der Mittelkurve liegt i. A. unter $2\,^0/_0$. Doch sind bei 25 cm Durchmesser im mittleren Bereiche größere Abweichungen mit Regelmäßigkeit erhalten worden, ohne daß diese Tatsache sich hätte befriedigend erklären lassen. Bei Wiederholung der Messungen lagen stets alle neuen Meßpunkte im Streubereich der ersten Meßreihen. Längere Zeit nicht benutzte Kugeln geben auch

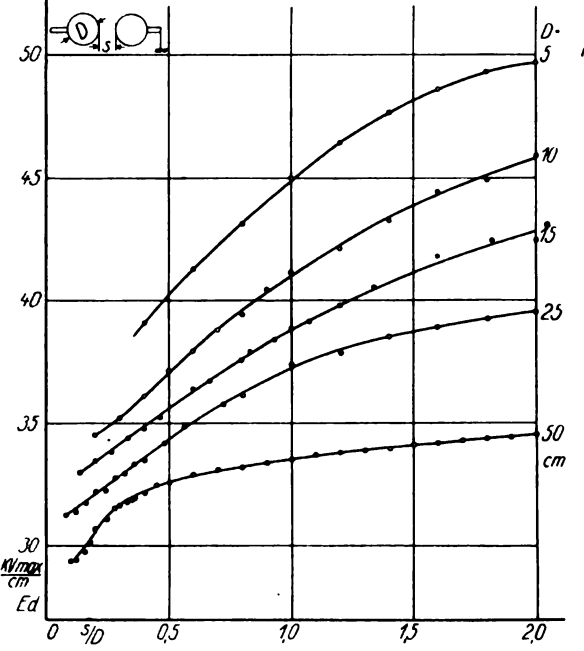


Abb. 4. Größte Feldstärken beim Durchbruch zwischen gleichen Kugeln, deren eine geerdet ist. Scheitelwerte in kV/cm; 760 mm Q.-S., 20° C

nach gründlicher Reinigung zunächst merklich niedrigere Werte, die erst nach einer Reihe von Durchschlägen auf den Endwert ansteigen. An den beiden großen Kugeln waren im untersuchten Bereich keinerlei Entladungen vor dem Durchschlag wahrzunehmen. An den Kugeln von 15 cm Durchmesser abwärts traten hörbare Vorentladungen oft schon bei $s/D = 1{,}2$ auf; mit wachsender Schlagweite werden die einzelnen Ablesungen infolge zunehmender Stärke der Vorentladungen immer unsicherer, was bei der Beurteilung der Meßergebnisse zu berücksichtigen ist.

Die so gewonnenen Meßergebnisse wurden mittels der von Schumann[7]) angegebenen und ihrer hohen Genauigkeit wegen empfohlenen Umrechnung ausgeglichen, indem die zu den Durchbruchspannungen U_d gehörigen Feldstärken $\mathfrak{E}_d$ an der an Spannung liegenden Kugel errechnet und aufgetragen wurden. Abb. 4 zeigt die so ermittelten Feldstärkenkurven in Abhängigkeit vom Verhältnis s/D. Die Durchbruchfeldstärken berechnen sich aus $\mathfrak{E}_d = U_d/s \cdot f_1$; f_1 ist nur von s/D abhängig, $1/f_1$ stellt den „Ausnutzungswert" der Kugelanordnung dar. Die Größe f ist sowohl für symmetrische Spannungsverteilung an den Kugeln (f_i) wie für den hier behandelten Fall einseitiger Erdung (f_1) aus einer Anzahl theoretischer Untersuchungen bekannt.[8]) Die durchgezogenen Kurven der Abb. 4 dienten zur Berechnung der in Zahlen-

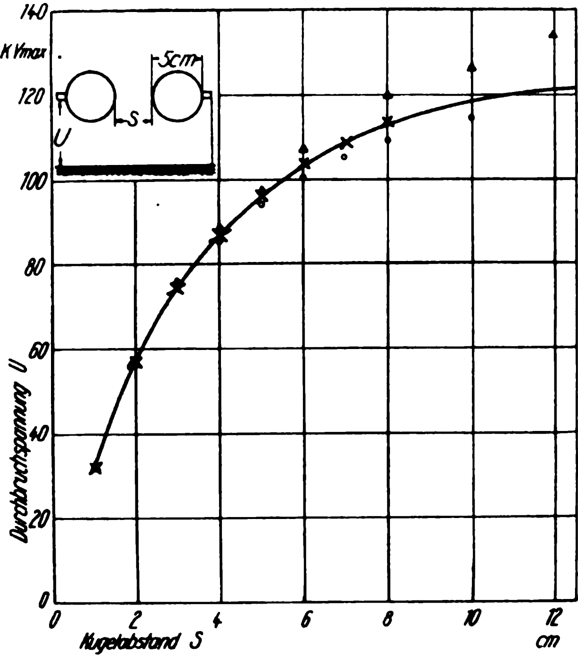


Abb. 5. Durchbruchspannungen zwischen Kugeln von 5 cm Dmr., deren eine geerdet ist. Scheitelwerte in kV; 760 mm Q.-S., 20° C

○ Gerechnete Werte nach Peek. △ Meßwerte von Weicker. × Mittelwerte nach Schumann

tafel 2 verzeichneten Durchbruchspannungen. Die Spannungswerte sind Scheitelspannungen in kV, bezogen auf 760 mm Q.-S. und 20° C. Die Umrechnung erfolgte auf Grund der Annahme, daß im praktischen Bereiche der Schwankungen die Durchbruchspannung proportional der Luftdichte ist. Die Abb. 5—9 zeigen ausgezogen die

[7]) W. O. Schumann, Elektr. Durchbruchfeldstärke von Gasen, Springer 1923, S. 32.

[8]) S. D. Poisson, Mem. de la Classe des Sc. Math. et Phys. de L'Inst. Imp. de France, 1811, 1. und 2. Teil, S. 1 und 163; J. Plana, Mem. della Reale Accad. delle Science di Torino, 2. Reihe **7** (1845), 73; W. Thomson, Repr. of Pap. on Electr. and Magn., London 1872, S. 60 u. 86 ff. (Neudruck nach Veröffentlichungen aus den Jahren 1850 und 1853); G. Kirchhoff, Journ. f. d. reine u. angew. Math. **59** (1861), 89; G. Kirchhoff, Ann. d. Phys. u. Chem. **37** (1886), 677; A. Russell, Philos. Magaz. **11** (1906), 265; G. R. Dean, Gen. El. Rev. **16** (1913), 148; M. Donath, ETZ **45** (1924), 297; A. Schwaiger, El. Festigkeitslehre, Springer 1925, S. 91.

Mittelkurven unserer Messungen. Weiterhin sind als Punkte eingetragen die nach Peek [9]) berechneten Werte sowie Meßpunkte aus den Eichungen von Weicker [10]), Peek [9]), Chubb u. Fortescue [11]), weiter die von Schumann [12]) aus früheren Eichmessungen gemittelten Werte für die 5 cm-Kugel; gestrichelt sind die Kurven des holländischen Normenvorschlags eingezeichnet. [13]) Sämtliche Werte beziehen sich natürlich auf einseitige Erdung und gleiche Luftdichte wie angegeben.

Ein Vergleich der Ergebnisse mit den in den VDE-Regeln gegebenen Spannungswerten zeigt

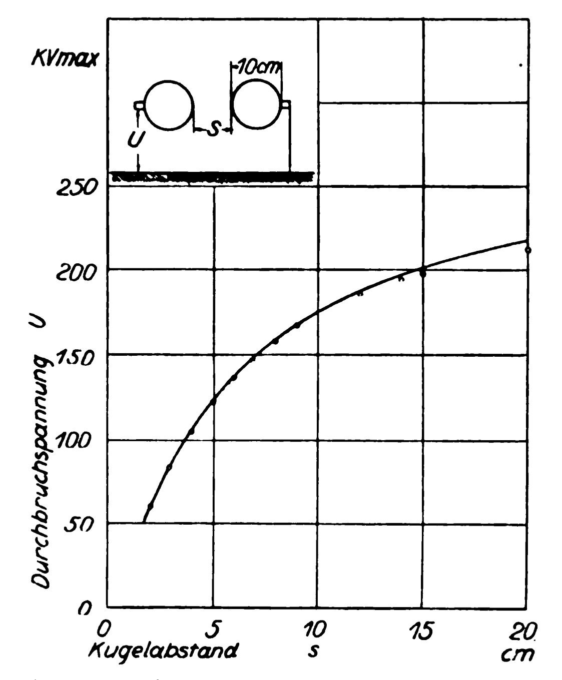


Abb. 6. Durchbruchspannungen zwischen Kugeln von 10 cm Dmr., deren eine geerdet ist. Scheitelwerte in kV; 760 mm Q.-S., 20° C
O Gerechnete Werte nach Peek

i. A. gute Übereinstimmung im genormten Bereiche. Für größere Schlagweiten entfernen sich jedoch die gemessenen Werte immer stärker von den nach Peek berechneten; die Durchbruchspannungen der Kugeln von 5 und 10 cm Durchmesser liegen ein wenig über, die der größeren

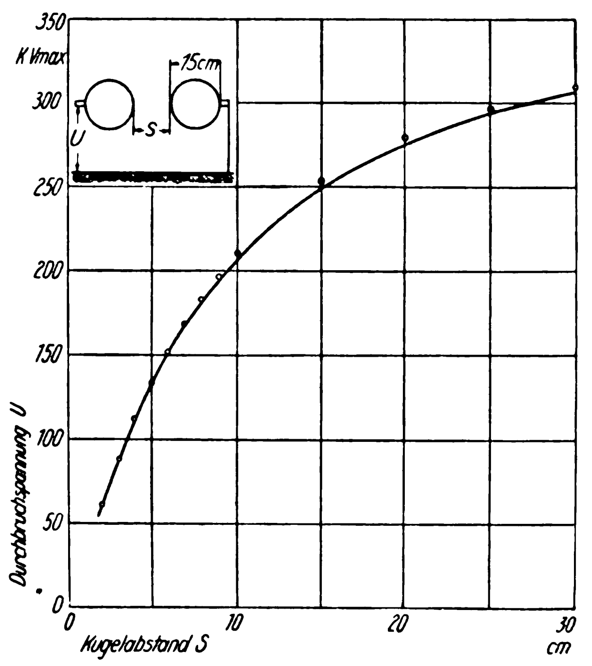


Abb. 7. Durchbruchspannungen zwischen Kugeln von 15 cm Dmr., deren eine geerdet ist. Scheitelwerte in kV; 760 mm Q.-S., 20° C
O Gerechnete Werte nach Peek

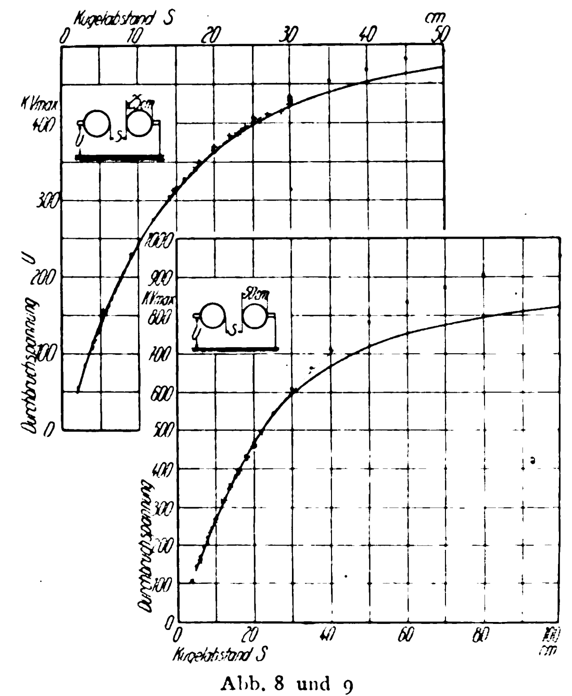


Abb. 8 und 9
O Gerechnete Werte nach Peek. × Meßwerte von Peek. + Meßwerte von Chubb und Fortescue. ----- Holländischer Normvorschlag

Abb. 8. Durchbruchspannungen zwischen Kugeln von 25 cm Dmr., deren eine geerdet ist. Scheitelwerte in kV; 760 mm Q.-S., 20° C

Abb. 9. Durchbruchspannungen zwischen Kugeln von 50 cm Dmr., deren eine geerdet ist. Scheitelwerte in kV; 760 mm Q.-S., 20° C

[9]) F. W. Peek, Gen. El. Rev. **16** (1913), 286; Proc. A. I. E. E. **32** (1913), 1335 und 2079; Proc. A. I. E. E. **33** (1914), 889; Diel. Phenom., London 1920, S. 89; W. Weicker, Hescho-Mitt. **31** (1927), 899.

[10]) W. Weicker, Diss. Dresden 1910, S. 65.

[11]) L. W. Chubb und C. Fortescue, Proc. A. I. E. E. **32** (1913), 629.

[12]) W. O. Schumann, a. a. O. S. 10. Die Spannungswerte von C. Müller, Ann. d. Phys. **28** (1909), 585, die Sch. mit benutzt hat, konnten wegen starker Abweichungen in der Elektrodenanordnung nicht unmittelbar zum Vergleich herangezogen werden.

[13]) Meddeeling Nr. 11, Hoofdcomm. voor de Norm. Holland.

Zahlentafel 2

Durchbruchspannung zwischen gleichen Kugeln bei Erdung eines Poles der Spannungsquelle; Scheitelwerte in kV bei 760 mm und 20°

Kugeldurchmesser in cm ……..	5	10	15	25	50
Kugelabstand in cm: 2	56,7	60,1	60,5	59,4	—
3	74,0	84,1	87,1	87,5	—
4	86,9	104,8	111,7	114,7	—
5	96,1	122,1	132,2	139,3	137,5
6	103,5	136 4	152,0	163,8	163,7
7	109,1	149,1	168,8	185,9	190,4
8	113,2	159,6	183,3	206,1	216,1
9	116,6	168,3	195,8	226,0	240,9
10	118,7	175,8	207,4	243,7	265,3
12	122,1	188,0	227,6	275,4	314,6
14	—	198,2	242,1	301,5	356,0
16	—	206,5	255,3	325,3	396,2
18	—	213,3	265,8	346,0	434
20	—	218,4	274,8	365,3	467,5
25	—	—	293,6	398	536
30	—	—	305,7	423,5	588
35	—	—	—	440	630
40	—	—	—	453,5	668
45	—	—	—	463	695
50	—	—	—	471	716
60	—	—	—	—	752
70	—	—	—	—	777
80	—	—	—	—	796
90	—	—	—	—	812
100	—	—	—	—	822

Kugeln unter den Werten der Rechnungsformel. Die Formel von Peek wurde auf Grund seiner Angaben auch über den von ihm empfohlenen Anwendungsbereich hinaus der Rechnung zugrunde gelegt. Es ist bemerkenswert, daß die wenigen in dieses Gebiet fallenden Eichwerte aus den früheren Veröffentlichungen die neu gewonnenen Kurven recht gut stützen. Ersichtlich ist es notwendig, die beabsichtigte Erweiterung des Meßbereiches von Kugelfunkenstrecken bei einpoliger Erdung, vor allem für die großen Kugeln, auf Eichmessungen zu gründen.

In diesem Zusammenhange verlohnt es, die Entstehung und Grundlagen der heute üblichen Kurven und Formeln für Kugelfunkenstrecken in kurzem Rückblick zu streifen. Schon frühe Messungen an Kugelfunkenstrecken hatten ergeben, daß die beim Durchbruch der Funkenstrecke auftretende größte Feldstärke $\mathfrak{E}_d$ kein Festwert ist, sondern von Durchmesser D und Schlagweite s abhängt.[14]) Bei symmetrischer Spannungsverteilung an den Kugeln ändert sich jedoch $\mathfrak{E}_d$ zwischen $s = 0{,}38\sqrt{D}$ und $s = 1 \ldots 1{,}5\,D$ nur wenig[15]); den Mittelwert für diesen Bereich gibt in guter Näherung die Formel (für 760 mm Q.-S. und 20° C)

$$\mathfrak{E}_d = 27{,}7 \cdot \left[1 + \frac{0{,}757}{\sqrt{D}}\right] \mathrm{kV}_{max}\,.$$

Mit Berücksichtigung des Einflusses der Luftdichte δ und Einführung der f-Werte entsteht die von Peek für praktische Rechnungen aufgestellte Näherungsformel für die Durchbruchspannung in kV_{max}

$$U_d = 27{,}7 \cdot \left[1 + \frac{0{,}757}{\sqrt{\delta \cdot D}}\right] \cdot (\delta \cdot D) \cdot (s/D) \cdot 1/f$$

Die Luftdichte bei 760 mm Q.-S. und 20° C ist gleich 1 gesetzt. Die Form dieser Beziehung genügt dem Ähnlichkeitsgesetz von Townsend. Hingegen ließ sich aus den Meßergebnissen und den berechneten f_1-Werten für Erdung eines Poles keine von der Schlagweite einigermaßen unabhängige Durchbruchfeldstärke errechnen. Man erklärte dies damit, daß hier der Einfluß der geerdeten Umgebung, durch den die Feldstärke an den Kugeln verringert werde, sich stärker bemerkbar mache als bei symmetrischer Spannungsverteilung. Um auch für den Fall der Erdung eines Poles eine handliche Rechnungsformel zu erhalten, hat Peek unter der willkürlichen Annahme, daß auch hier $\mathfrak{E}_d$ der oben erwähnten Näherung folge, aus Messungen an Kugeln von 0,32—5 cm Dmr. Umrechnungswerte f_0 aufgestellt, die sich nur vom Verhältnis s/D abhängig ergaben. Dabei sind die Gültigkeitsgrenzen der Näherung etwa dieselben wie im Falle der symmetrischen Spannungsanordnung, der Fehler etwa 2 … 3 %. Bei Nachmessung der von ihm errechneten Spannungswerte an Kugeln bis 50 cm Dmr. und 500 kV_{max} fand Peek keine merklichen Abweichungen auf (spätere Messungen an Kugeln von 75 cm Dmr. bis 800 kV bestätigten die Rechnungen ebenfalls.[16]) Somit erschien die angezogene Näherungsformel hinreichend gesichert, um die Überschlagspannungen von Kugelfunken-

---

[14]) A. Schuster, Phil. Mag. London, 29 5. Reihe (1890), 182; A. Heydweiller, Ann. d. Phys. und Chem. 40 (1890), 464. H. gibt an, daß bei Erdung eines Poles der Durchbruch einer Kugelfunkenstrecke demjenigen zwischen ebenen Platten entspreche, wenn man das Mittel aus den Feldstärken an den beiden Kugelscheiteln, das „mittlere Entladungsgefälle", als für den Durchschlag bestimmend ansehe; dessen Endwert für große Schlagweiten sei in Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser darzustellen durch $\mathfrak{E}_d = A + B/\sqrt{D}$. Die den Mittelwert bestimmenden f_{II}-Werte liegen noch unter den von Peek bestimmten f_0, diese wieder unter den theoretisch berechneten f_1.

[15]) F. W. Peek, a. a. O. Die physikalische Richtigkeit seiner Meßergebnisse begründet Peek mit der Übereinstimmung verschiedener Spannungsmessungen bei sinusförmiger Spannungskurve: er mißt mit einem Spannungsmesser über Wandler, an einer besonderen Meßspule seines Transformators und an dessen Erregerwicklung; außerdem sind einige Punkte mittels Glimmeinsatzes an Drähten nachgeprüft.

[16]) s. Anm. 8. Außerdem Electr. World 78 (1921/2), 1319. Die der ursprünglichen Ermittlung der f_0-Werte zugrunde liegenden Messungen werden überall erwähnt, jedoch an keiner Stelle im einzelnen wiedergegeben.

strecken auch außerhalb des geeichten Bereiches etwa bis $s = D$ mit zufriedenstellender Genauigkeit zu bestimmen. Unmittelbare Eichungen von Kugelfunkenstrecken bei einseitiger Erdung unter Benutzung eines ähnlichen Meßverfahrens wie in der vorliegenden Arbeit wurden von Chubb und Fortescue vorgenommen.[17]) Leider gehen diese Messungen nicht wesentlich über den auch in den VDE-Regeln enthaltenen Bereich hinaus, stimmen aber soweit mit unseren Ergebnissen recht gut überein (vgl. Abb. 10). Die von Peek für Kugeln

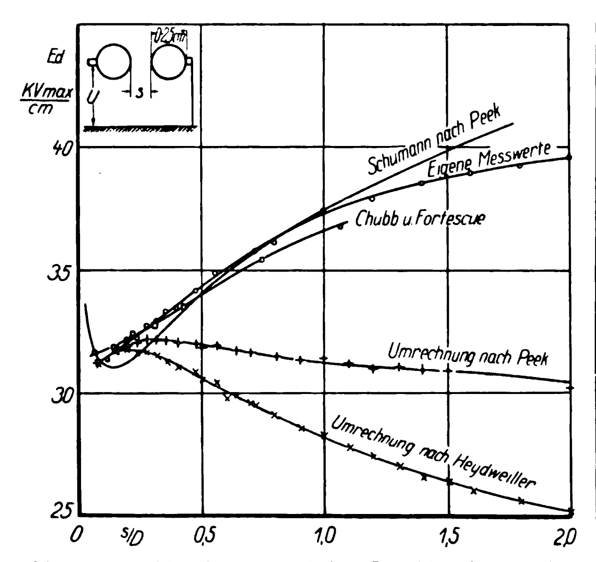


Abb. 10. Feldstärkenwerte beim Durchbruch zwischen Kugeln von 25 cm Dmr., deren eine geerdet ist. Scheitelwerte in kV/cm; 760 mm Q.-S., 20° C
Aus eigenen Meßwerten: × Mittlere Feldstärke nach Heydweiller. -ȯ- Feldstärke nach Peek. ○ Größte Feldstärke. □ Meßwerte von Chubb und Fortescue: Größte Feldstärke. —— Messungen von Peek: Größte Feldstärke, ausgewertet von Schumann

von 100 cm Dmr. berechnete Kurve wurde von Carroll und Cozzens nachgeprüft und bis $s/D = 0{,}7$ innerhalb der Meßgenauigkeit bestätigt; darüber hinaus liegen ihre Meßpunkte merklich unter den nach Peek berechneten.[18])

Die den verschiedenen Umrechnungsgrößen f_1 (berechneter Wert für die größte Feldstärke an der an Spannung liegenden Kugel)[8]), f_H (berechneter Wert für das „mittlere Entladungsgefälle“)[14]) und f_0 (aus Versuchen ermittelter Wert)[16]) entsprechenden Feldstärkenwerte sind in Abb. 10 für unsere Messungen an der 25 cm-Kugel dargestellt. Ferner sind die von Schumann[7]), a. a. O. Abb. 14, gegebenen sowie die aus den sehr sorgfältigen Eichungen von Chubb und Fortescue[17]) errechneten Werte für die Durchbruchfeldstärke an der an Spannung liegenden Kugel eingezeichnet. Wie ersichtlich, ergeben die mit f_0 umgerechneten Feldstärken im gewissen Bereiche eine verhältnismäßig geringe Schwankung (man beachte den Maßstab!). Die anderen Kurven zeigen stärkere Unterschiede in den Feldstärken. Eine deutliche Bestätigung der von Heydweiller ausgesprochenen Vermutung[14]) haben unsere Messungen in keinem Falle ergeben, da mit wachsender Schlagweite sich ein verhältnismäßig zu starker Abfall des mittleren Entladungsgefälles einstellt.

Die Darstellung der Durchbruchspannung als Produkt einer nur von D abhängigen Durchbruchfeldstärke, der Schlagweite und einer nur von s/D abhängigen, das Feldbild berücksichtigenden Größe ist bereits von Toepler[19]) auf Grund geometrischer Beziehungen zwischen Kurven geschlossen worden, die für feste Durchbruchspannungen s in Abhängigkeit von D darstellen. Später[20]) stellt er auf Grund einer zusammenfassenden Durchrechnung zahlreicher Eichmessungen fest, daß dieser Ansatz den tatsächlichen Beziehungen nicht gerecht werden könne, vielmehr die Durchbruchfeldstärke von s und D gleichzeitig abhängig sei. Nur in gewissem Bereiche der Schlagweite, wie er den Messungen und Berechnungen von Peek zugrunde liegt, ist eine (allerdings zum Teil überraschend genaue) Annäherung der genannten Art möglich; in diesem Bereich ist auch die von Reiche[21]) angegebene graphische Darstellung der Durchbruchspannungen ($\log U_d$ in Abhängigkeit von $\log D$ mit s/D als Parameter) mittels glatter und deshalb bequem zu verlängernder Kurvenscharen möglich.

Durch die vorliegenden Messungen wird also lediglich die rechnungsmäßige Ermittelung der Durchbruchspannungen der Kugelfunkenstrecken bei einpoliger Erdung außerhalb des Eichbereiches in Frage gestellt; eine Erweiterung des Anwendungsbereiches kann nur auf Grund neuer Eichmessungen vorgenommen werden. Unsere Meßergebnisse stimmen mit früheren Eichungen (solche liegen allerdings nur im Gebiet kleinerer Spannungen vor) recht gut überein; sie gehen im Bereiche der Spannungen und Schlagweiten über die meisten bisherigen Messungen beträchtlich hinaus. Es erscheint ausgeschlossen, die vorliegenden Meßergebnisse durch Änderung der Zahlenwerte in den

[17]) s. Anm. 11. Der Ladestrom eines Zylinderkondensators wird mittels eines umlaufenden Stromwenders gleichgerichtet und mit einem Galvanometer gemessen. Diese Art der Gleichrichtung (die übrigens wohl auf J. Sahulka, Zeitschr. f. Elektrot. **16** (1898), 4 zurückgeht), liefert auch bei beliebig verzerrten Spannungskurven richtige Meßwerte.

[18]) J. S. Carroll u. B. Cozzens, Journ. A. I. E. E. **47** (1928), 892. Der einen an der zu messenden Hochspannung liegenden Wasserwiderstand durchfließende Strom wird oszillographisch aufgenommen, der Widerstandswert wird unmittelbar nach jedem Überschlagsversuch gemessen.

[19]) M. Toepler, Ann. d. Phys., 4. Folge, **7** (1902), 477; **10** (1903), 730; **22** (1907), 119.

[20]) M. Toepler, Zeitschr. f. techn. Phys. **3** (1922), 327.

[21]) W. Reiche, ETZ **46** (1925), 1650.

von Peek benutzten Gleichungsbau einzupassen, da sie die von Toepler angegebene Abhängigkeit der Durchbruchspannung von D und s sehr deutlich erkennen lassen. Die Messungen an Kugelfunkenstrecken werden fortgesetzt. Einmal soll der umlaufende Stromwender[17]) mit der Röhrengleichrichtung verglichen werden. Weiterhin wird auch der Fall symmetrischer Spannungsverteilung an den Kugeln, über den bereits neuere Messungen vorliegen[2]) (Veröffentlichungen über diese Anordnung werden von anderer Seite vorbereitet), einer eingehenden Nachprüfung unterzogen.

Zusammenfassung

1. Die dargestellten Eichmessungen an Kugelfunkenstrecken stimmen mit den Ergebnissen aus früheren Veröffentlichungen und den daraus hergeleiteten Normwerten gut überein.

2. Für größere Schlagweiten, die zu Meßzwecken noch Verwendung finden können, werden neue Eichwerte gegeben; sie weichen z. T. beträchtlich von den Werten ab, die durch Ausdehnung der bisher benutzten Rechnungsformel über den Bereich der früheren Messungen hinaus erhalten werden.

3. In zusammenfassender Darstellung werden die Messungen und Berechnungen gestreift, die das Verhalten der behandelten Kugelfunkenstrecken betreffen; die Möglichkeit, einheitliche Berechnungsformeln der bisher gebräuchlichen Art für alle Kugeldurchmesser und Schlagweiten aufzustellen, muß auf Grund der vorliegenden Messungen und Überlegungen auf den Bereich kleinerer Schlagweiten beschränkt werden.

(Eingegangen am 14. Juni 1929)

Reflexionsabtastung bei Bildtelegraphen

Von Fritz Schröter, Berlin

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m.b.H., Berlin)

Inhalt: Beschreibung der beim Bildtelegraphensystem Telefunken-Karolus-Siemens verwendeten Art der Abtastung des zu übertragenden Dokumentes mit Hilfe des von diesem diffus zurückgestrahlten Lichtes.

Die Bildtelegraphie geht bei der lichtelektrischen Abtastung der Sendevorlage, die bereits 1902 in Patentschriften von E. und O. Buss vorgeschlagen und 1904 von A. Korn mittels punktweiser Durchleuchtung eines rotierenden Filmzylinders praktisch gelöst wurde, neuerdings immer eindeutiger zur Reflexionsmethode über. Diese Methode gestattet die unmittelbare und sofortige Benutzung des eingelieferten Originals zur Übertragung und ist durch Wegfallen eines eigens herzustellenden Zwischenklischees allen anderen Bildsendeverfahren weit überlegen. Es wird dabei, wie der Name besagt, das vom beleuchteten Bildelement zurückgestrahlte Licht photoelektrisch ausgewertet. Die Erkenntnis der betriebsmäßigen Vorteile der Reflexionsbildabtastung führte beim System Telefunken-Karolus-Siemens zu ihrer ersten praktischen Verwirklichung unter Benutzung der ringförmigen Photozelle [1]) in Verbindung mit einer hochempfindlichen Verstärkeranordnung. Später wurde die Reflexionsmethode von anderen Systemen übernommen, z. B. von Lorenz-Korn, Belin, Marconi, Westinghouse[2]); und auch beim Bell-System dürfte dies in kurzer Zeit der Fall sein.

Bei Reflexionsabtastung ist der optische Wirkungsgrad von besonderer Wichtigkeit. Vergleichen wir in dieser Hinsicht die alte Kornsche Durchleuchtungsmethode, deren Lichtführung Abb. 1

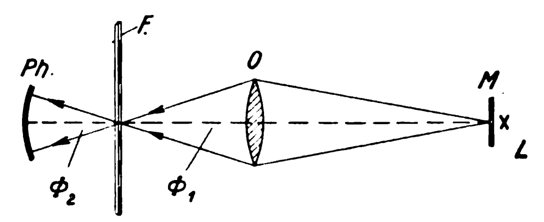


Abb. 1. Durchleuchtungsmethode bei photoelektrischer Bildabtastung

veranschaulicht, mit der Reflexionsmethode nach Abb. 2, so ist zu ersehen, daß bei Gleichheit der Leuchtdichte der Lichtquelle L, der Fläche und Lage der Blende M und der Lichtstärke des Objektivs O, das die Strahlen auf das Bildelement sammelt, das Verhältnis des photoelektrisch ausgenutzten Lichtstromes zum auffallenden Lichtstrom (Φ_2 / Φ_1) im Falle der Abb. 1 grundsätzlich günstiger wird. Denn für diese gilt $\Phi_2 = \Phi_1 \cdot (1 - \alpha)$, wenn α den vom ungeschwärzten Zelluloidfilm teils absorbierten, teils reflektierten Bruchteil bezeichnet und die Streuung vernachlässigt wird, während für die Anordnung nach Abb. 2 unter der für die Praxis zutreffenden Annahme diffus

[1]) Vgl. Elektrische Nachrichtentechnik III (1926), 41. Die Telefunken-Photozelle, die nach einem vom Verf. entwickelten Verfahren hergestellt wird, ist gekennzeichnet 1. durch die von O. Schriever erfundene Ringform, die zum erstenmal durch weitgehende Erfassung der diffusen Rückstrahlung des beleuchteten Bildelementes die Durchführung der Reflexionsabtastung ermöglichte, 2. durch die Anordnung der Saugelektrode (Maschenelektrode), die vom Verf. und A. Karolus angegeben wurde und es erleichtert, mit der die Elektronen beschleunigenden Spannung bis nahe an die Glimmspannung heranzugehen.

[2]) Die bei der Westinghouse El. Man. Co. von Zworykin angegebene Optik, beschrieben in Proceedings of the Inst. of Radio-Engineers **17** (1929), 536, kommt der hier behandelten Ausführung, über deren Grundlagen Verf. in Elektrische Nachrichtentechnik, V (1928), 450 erstmalig berichtet hat, ziemlich nahe, ohne jedoch die gleiche Einfachheit zu besitzen.

zurückstrahlenden mattweißen Papiers eine Beziehung von der Form

$$\Phi_2 = \Phi_1 \cdot (1 - \beta) \cdot k$$

aufgestellt werden kann. Darin bedeutet β den vom Papier verschluckten Bruchteil des zugeführten

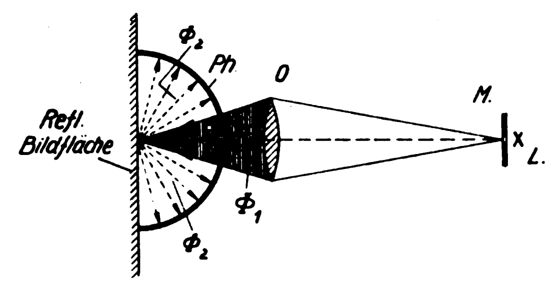


Abb. 2. Reflexionsmethode bei photoelektrischer Bildabtastung

Lichtes. Der Faktor $k < 1$ hängt ab: 1. von dem Anteil der Öffnung des auffallenden Lichtkegels Φ_1, innerhalb dessen alle vom Bildelement zurückgeworfenen Strahlen unausgenutzt zur Lichtquelle L zurückkehren, am Halbraum, 2. von der Verteilung des diffusen Reflexionsvermögens ($r_d = 1 - \beta$) innerhalb des Halbraumes, 3. von der Ausnutzung der erfaßbaren Rückstrahlung durch den mehr oder weniger günstigen Aufbau der Optik. Ein Beispiel für die räumliche Verteilung der reflektierten Intensität von weißem Papier bei senkrecht einfallender Beleuchtung durch eine Wolfram-Punktlampe, direkt mittels Photozelle gemessen, gibt Abb. 3. Da in der Paxis α wenige Hundertstel, β dagegen 0,3—0,35 beträgt, während k Werte von etwa 0,5—0,6 besitzt, fällt der optische Wirkungsgrad bei Reflexionsabtastung zwar merklich geringer aus als bei Durchleuchtungsabtastung; er kann aber im Grenzfalle den 0,4-fachen Wert erreichen. Ein solches Defizit ist durch erhöhte Verstärkung leicht zu decken, ohne den Aufbau der Röhrenkaskade zu vergrößern.

Unter Annahme ideal mattweißen Papiers ist die Leuchtdichte des belichteten Bildelementes vom Beobachtungswinkel unabhängig, d. h. die Fläche reflektiert nach dem Lambertschen Gesetz. Der zurückgestrahlte Anteil des auffallenden Lichtstromes ist $\Phi_1 \cdot r_d$. Er muß sich nach dem Lambertschen Gesetz verteilen, d. h. wenn er dem getroffenen Bildelement eine Leuchtdichte i erteilt und f die Flächengröße des Lichtflecks ist, muß die in einen Raumwinkel $d\omega$ im Winkel γ gegen die Normale entsandte Leistung sein:

$$i \cdot f \cos \gamma \cdot d\omega .$$

Das Integral über die Halbkugel ist (s. Abb. 4):

$$\Phi_1 \cdot r_d = i \cdot f \cdot \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \varrho \cdot d\eta \cdot \cos \gamma \cdot d\gamma ,$$

oder, da

$$r = 1 \quad \text{und} \quad \varrho = \sin \gamma ,$$

$$\Phi_1 \cdot r_d = i \cdot f \cdot \int_0^{2\pi} d\eta \cdot \int_0^{\pi/2} \sin \gamma \cdot \cos \gamma \cdot d\gamma$$

$$= \pi \cdot i \cdot f \cdot \sin^2 \pi/2 .$$

Demnach wird

$$\Phi_1 \cdot r_d = \pi \cdot i \cdot f \quad \text{und} \quad i \cdot f = \frac{\Phi_1 \cdot r_d}{\pi} .$$

Somit fällt in einen Kegel von der halben

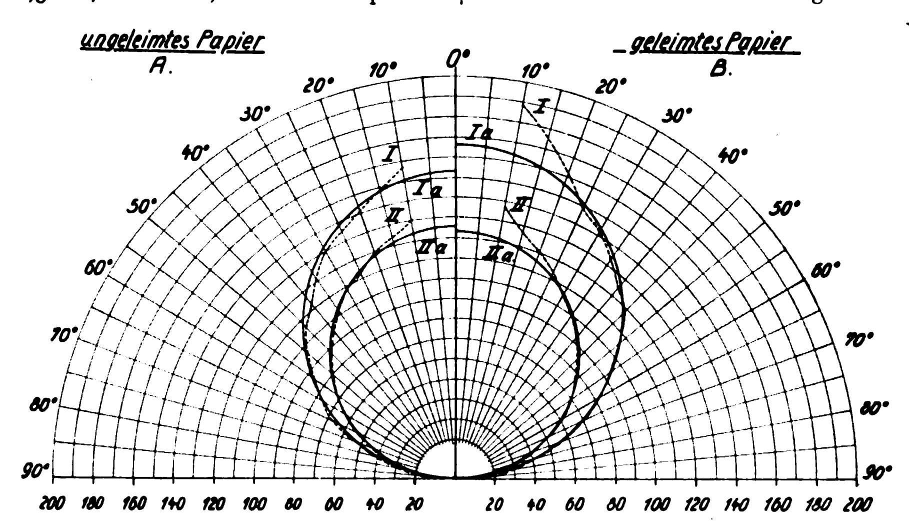


Abb. 3. Richtungsverteilung der Intensität der diffusen Reflexion von weißem Papier

A. Ungeleimtes Papier (völlig diffuse Reflexion): I weißes Licht, gemessen; Ia weißes Licht, berechnet; II blaues Licht, gemessen; IIa blaues Licht, berechnet

B. Geleimtes Papier (Reste von regulärer Reflexion vorhanden): I weißes Licht, gemessen; Ia weißes Licht, berechnet; II blaues Licht, gemessen; IIa blaues Licht, berechnet

Messung mit Photozelle, ausgeführt von F. Michelssen. Berechnung nach dem Lambertschen Gesetz

Öffnung ε der reflektierte Lichtstrom:

$$\frac{\Phi_1 \cdot r_d}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} d\eta \cdot \int_0^{\varepsilon} \sin\gamma \cdot \cos\gamma \cdot d\gamma = \Phi_1 \cdot r_d \cdot \sin^2\varepsilon.$$

Hat also der das Bildelement punktartig treffende Lichtkegel die halbe Öffnung ε, so kann zur photoaktiven Fläche *Ph* in Abb. 2 höchstens die Differenz

$$\Phi_2 = \Phi_1 \cdot r_d \cdot (1 - \sin^2\varepsilon)$$

gelangen. ε erreicht niemals Werte über 20°, wobei $\sin\varepsilon = 0{,}34$ und $\sin^2\varepsilon = 0{,}12$ ist. Es

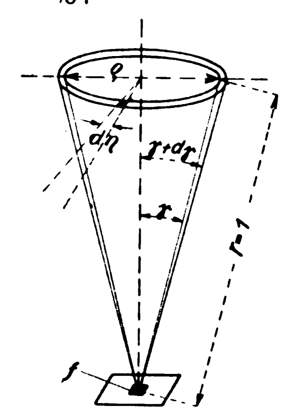


Abb. 4. Hilfsfigur zur Ableitung der Verteilung der reflektierten Strahlung im Halbraum

lassen sich also theoretisch über 88% des reflektierten Lichtes erfassen, so daß für $r_d = 0{,}7$ die Beziehung bestände:

$$\Phi_2 = 0{,}62 \cdot \Phi_1.$$

Es könnte noch möglich scheinen, den Faktor $(1 - \sin^2\varepsilon)$ durch Verkleinerung von ε etwas zu vergrößern. Dies wäre aber nur durch Systeme von längerer Brennweite möglich, wodurch bei konstant gehaltener Verkleinerung der Blende *M* der sie abbildende Lichtstrom mit dem $\sin^2$ des Öffnungswinkels des Objektivs in bezug auf die Lichtquelle abnehmen und dadurch Φ_1 stärker abfallen würde, als $(1 - \sin^2\varepsilon)$ steigt. Φ_2 müßte infolgedessen sinken. Richtig ist im Gegenteil die Anwendung möglichst großer Öffnungsverhältnisse, d. h. lichtstarker Objektive.

Da man β bzw. r_d nicht ändern kann, war es von vornherein wünschenswert, die Zuführung des erfaßbaren Bruchteiles $(1 - \sin^2\varepsilon)$ der diffusen Reflexion zur photoaktiven Fläche *Ph* so vollständig wie möglich zu machen. Hierzu stellte O. Schriever die Kaliumzelle als Ring her, durch dessen Öffnung der Abtastlichtkegel von rückwärts auf die Sendevorlage fällt. Man kann dann die dem Bilde zugekehrte Kaliumfläche sehr nahe an das beleuchtete Bildelement heranrücken und dadurch einen großen räumlichen Winkel der von ihm diffus reflektierten Strahlen erfassen.[3] In einer vor kurzem erschienenen Mitteilung über Fortschritte der Bildtelegraphie[4] hat Verf. eine weiter entwickelte Lösung der Aufgabe veröffentlicht. Sie läßt Photozellen normaler Bauart zu, die billiger und einfacher herzustellen sind als Ringphotozellen. Auch werden dabei weniger Strahlen infolge schräger Inzidenz auf der Glaswand der Zelle von dieser unausgenutzt reflektiert. Im Verfolg dieses Weges hat sich bei der nachstehend beschriebenen vervollkommneten Ausführung eine sehr kompendiöse Anordnung ergeben, die bei guter Lichtführung sämtliche Teile der Optik auf einem gemeinschaftlichen Träger vereinigt, leichte Auswechselung der Photozelle ermöglicht und (durch Abnehmen der sie enthaltenden Kapsel) bequemes Prüfen der scharfen Einstellung des Abtastlichtpunktes gestattet.

Die Lösung besteht in einem Rotationsellipsoid, dessen Innenwand poliert und sorgfältig verspiegelt ist und in dessen einem Brennpunkt das beleuchtete Bildelement — gewissermaßen als sekundäre Strahlenquelle — liegt. Bei der in Abb. 5 schematisch dargestellten optischen Anordnung des Sendegerätes schneidet die Blende eine Kreisfläche von 0,8 mm Durchmesser aus der Lichtquelle (Nitralampe, Kinox, 6 V; 4,5 A) heraus. Eine schnell rotierende Lochscheibe unterbricht die Strahlen mit hoher Frequenz, die als Trägerfrequenz der Bildpunktmodulation wirkt und bekanntlich die Verstärkung der Photoströme wesentlich vereinfacht.[5] Das Objektiv (Plasmat 1 : 1,5; $f = 35$ mm) bildet die Blende mit der linearen Verkleinerung 4 : 1, d. h. mit 0,2 mm Durchmesser, auf die Trommel ab. Der dem Winkel ε in Abb. 2 entsprechende halbe Öffnungswinkel beträgt bei dieser praktischen Ausführung 15°, woraus sich

[3]) Dieses Prinzip ist beschrieben in Elektrische Nachrichtentechnik III (1926), 41 ff. und V (1928), 449.

[4]) Elektrische Nachrichtentechnik V (1928), 450, Abbildung 2.

[5]) Vgl. z. B. Telefunkenzeitung, XI, Nr. 47 (1927), 78.

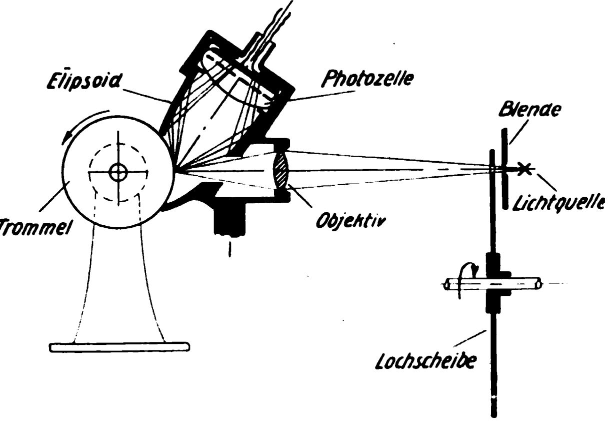


Abb. 5. Anordnung des Reflexions-Ellipsoides

bei Zugrundelegung des Lambertschen Gesetzes die theoretische Möglichkeit ergäbe, 93 % des auftreffenden Lichtstromes der Photozelle zuzuführen. Der bildseitige Strahlenkegel durchsetzt eine seitliche Öffnung des Ellipsoides, das mit einem gebogenen Ausschnitt auf der Bildtrommel nahezu aufsitzt. Alle vom belichteten Bildelement reflektierten Strahlen werden, wo immer sie die spiegelnde Wand des Hohlkörpers treffen, direkt nach dem zweiten Brennpunkt desselben gelenkt. Ehe sie sich aber in diesem schneiden können, fallen sie auf die Kaliumfläche der Photozelle, deren Glaswand durchweg unter sehr günstigen Winkeln getroffen wird.

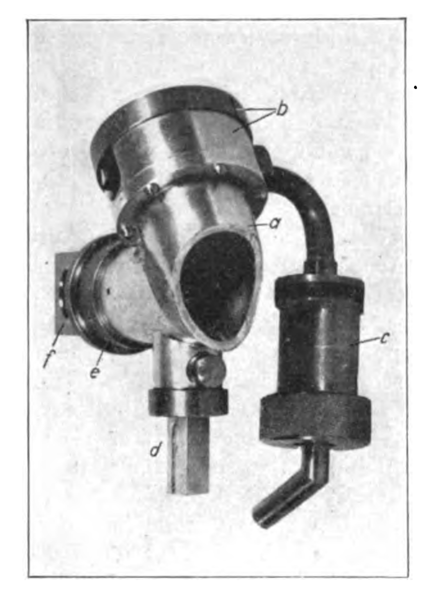


Abb. 6. Ansicht des Reflexions-Ellipsoides

Versuche mit dieser Anordnung haben noch bessere optische Wirkungsgrade ergeben als mit dem a. a. O. beschriebenen Paraboloid. Kritisch ist lediglich die exakte Krümmung der reflektierenden Fläche in der Nähe des diffus strahlenden Bildelementes, während im oberen Teile des Hohlkörpers, nahe der Photozelle, selbst eine erhebliche Abweichung von der ellipsoidalen Form keine Rolle spielt. Bei der praktischen Ausführung wurde ein Krümmungsverlauf der versilberten Innenwand angestrebt, der eine volle und möglichst gleichmäßige Ausleuchtung der Kaliumfläche ergibt. Da ausreichende Haltbarkeit des anfänglich über 90 % betragenden Reflexionsvermögens bei Oberflächenversilberung schwer zu erzielen ist, weil der Überzug mit der Zeit oxydiert und durch Putzen leicht beschädigt wird, besteht bei der neuesten Ausführung das Ellipsoid aus einem in einer Hohlform geblasenen Glaskörper, der nach Einschleifen der notwendigen Ausschnitte auf seiner Außenseite verspiegelt und mit Schutzlack versehen wird. Er sitzt in einer schützenden Metallfassung, die sich seiner Form anschmiegt. Hiermit ist ein dauernd hohes Reflexionsvermögen bei beliebig häufiger Säuberung des Spiegels gesichert.

Die Ansicht der Gesamtanordnung, die zur bequemeren Lichtführung ein Umlenkprisma für die seitlich zutretenden Strahlen enthält, zeigt Abb. 6. *a* ist die Fassung des spiegelnden Ellipsoidse, *b* die Kapsel mit Abschlußdeckel für die Photozelle, *c* die Anschlußverschraubung für die Herstellung der metallisch abgeschirmten Verbindung zwischen Photozelle und Verstärker, *d* der den Gesamtaufbau tragende Dreikant, *e* die Objektivfassung, *f* das Umlenkprisma.

In bezug auf den optischen Wirkungsgrad dürfte diese Ausführung das erreichbare Optimum darstellen; und da aus Betriebsgründen die Anwendung von Lichtquellen von höherer Leuchtdichte kaum in Frage kommt, liegt nunmehr ein wesentliches Ziel der Weiterentwicklung der Reflexionsabtastung, soweit es sich um die optimale Umformung des aufgewandten Lichtstromes und nicht um reine Verstärkermöglichkeiten handelt, in der anzustrebenden Erhöhung der Photozellenempfindlichkeit.[6])

Nicht näher behandelt werden hier Anordnungen folgender Art: Ein etwas größerer Flächenteil als das Bildelement wird intensiv beleuchtet und durch ein lichtstarkes System vergrößert auf eine vor der Photozelle angebrachte verstellbare Blende abgebildet, deren Öffnung das Bildelement exakt bestimmt. Es läßt sich leicht zeigen, daß der optische Wirkungsgrad hierbei geringer sein muß als bei scharfer Einstellung des Lichtpunktes nach Abb. 2 auf die Größe des Bildelementes. Denn selbst wenn die Leuchtdichte des Bildelementes im ersteren Falle derjenigen der Anordnung nach Abb. 2 vergleichbar würde, wäre doch der zur Photozelle gelangende Lichtstrom beträchtlich kleiner, da ein exakt abbildendes System niemals auch nur annähernd den räumlichen Öffnungswinkel $2\pi \cdot (1 - \sin^2 \varepsilon)$ der beschriebenen Hohlspiegelanordnung erreichen bzw. ausnutzen kann. Eine Verringerung dieses Defizits durch Beleuchten der gleichen Stelle von mehreren

[6]) Nebenher sind natürlich andere Verbesserungen erwünscht, z. B. die Verfeinerung der Reflexionsabtastung im Hinblick auf die quantitative Wiedergabe von Halbtönen. Das Reflexionsvermögen einer tiefschwarzen Stelle auf Papier beträgt immer noch etwa 10 %, während die Durchlässigkeit eines entsprechenden Diapositivs praktisch 0 % erreichen kann. Dieser Unterschied bedingt eine weniger genaue Wiedergabe der Dunkelwerte, ein Nachteil, dessen Beseitigung zwar erstrebenswert, jedoch nicht unbedingt beim Abtastvorgang selbst geboten erscheint. Man kann vielmehr an eine Entzerrung der Gradation mit Hilfe der nachfolgenden Übertragungsmittel, hauptsächlich durch Beeinflussung der Aufhellungskurve des Empfänger-Lichtrelais, denken [vgl. Elektrische Nachrichtentechnik, V (1928), 451 ff.].

Lichtquellen her ist aus räumlichen Gründen nur in begrenztem Maße durchführbar und ergäbe für den Betrieb eine durch nichts zu rechtfertigende Komplikation.

Zusammenfassung

Beschreibung des Prinzips und der Ausführung der Reflexionsbildabtastung beim Bildtelegraphiesystem Telefunken-Karolus-Siemens, insbesondere einer verbesserten Anordnung, bei der das belichtete Bildelement in dem einen Brennpunkt eines spiegelnden Ellipsoides steht. Die Reflexionsfläche lenkt sämtliche sie treffenden, am Bildelement zerstreuten Strahlen direkt auf die in der Nähe des zweiten Brennpunktes angebrachte Photozelle.

(Eingegangen am 6. Juni 1929)

Über eine einfache photometrische Einrichtung

Von G. I. Pokrowski, Moskau

Inhalt: Beschreibung einer photometrischen Einrichtung, welche in erster Linie zur Messung des Reflexionsvermögens matter Oberflächen dient. Die Änderung der Helligkeit des photometrischen Vergleichsfeldes wird durch Änderung des Einfallswinkels des Lichtes erreicht.

Nach Abb. 1 blickt der Beobachter durch ein Rohr A von etwa 25 cm Länge ohne jedes op-

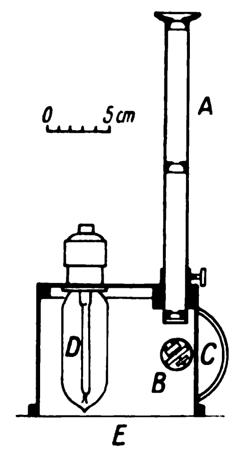


Abb. 1. Vertikaler Schnitt des Photometergerätes

tische System. Das Gesichtsfeld ist durch verstellbare Diaphragmen begrenzt. Vor dem Rohr ist eine drehbare Platte B so befestigt, daß ihre Kante das Gesichtsfeld in zwei gleiche Teile teilt. Die Platte kann um eine Achse senkrecht zur Beobachtungsrichtung gedreht werden. Die Drehwinkel α können auf einer Trommel C abgelesen werden. Die Beleuchtung der Platte erfolgt durch eine elektrische Glühlampe D mit einem oder mehreren parallelen Glühfäden. Das Gerät ist in erster Linie für die Messung des Reflexionsvermögens matter Oberflächen bestimmt. Es wird auf die zu untersuchende Oberfläche E aufgestellt, die durch die Lampe D unmittelbar beleuchtet wird. Blickt man in das Beobachtungsrohr, so sieht man in einer Hälfte des Gesichtsfeldes die drehbare Platte und in der andern einen Teil der zu untersuchenden Oberfläche. Durch die Drehung der Trommel C können beide Hälften auf gleiche Helligkeit eingestellt werden.[1]) Sind die Trommelteilungen geeicht, so kann man das Reflexionsvermögen der Oberfläche E direkt erhalten (für den Einfalls- und Reflexionswinkel, welche durch die Konstruktion des Apparates bestimmt sind).

Das beschriebene Prinzip ist verschiedener Anwendungsformen fähig.

Man kann zeigen, daß die Beziehung zwischen der relativen Helligkeit der drehbaren Platte und dem Winkel α in gutem Zusammenhang mit den Empfindungsstufen des menschlichen Auges steht.

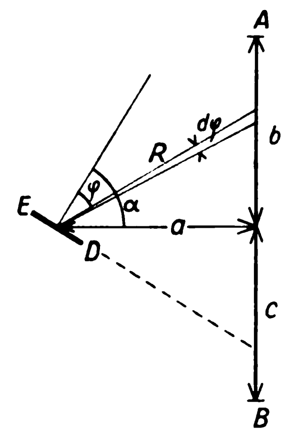


Abb. 2. AB-leuchtender Faden. ED-drehbare Platte

Nach Abb. 2, wo AB den leuchtenden Faden und ED die Platte darstellt, kann geschrieben werden:

$$dH = K\frac{\cos\varphi \cdot R \cdot d\varphi}{R^2} = K\frac{\cos(\alpha - \varphi)}{a}\,d\varphi;$$

hier bedeutet H die relative Helligkeit der Platte und K einen Proportionalitätsfaktor. Nach der Integration erhält man

$$H = \frac{K}{2a}\Big|_{\varphi_2}^{\varphi_1} \sin\varphi\cdot\cos\varphi\cdot\cos\alpha + \varphi\cdot\cos\alpha - \cos^2\varphi\cdot\sin\alpha,$$

wobei

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$$

ist für Fälle, wenn

$$\alpha \geq \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{c}{a}$$

[1]) Falls die Farbe der Platte und der Oberfläche verschieden sind, ist es nötig, einen Lichtfilter in den Strahlengang einzuschalten.

und

$$\varphi_2 = \alpha - \operatorname{arctg}\frac{b}{a}$$

gilt. Man erhält also:

$$H = \frac{K}{2\,a}\left[\sin\left(\alpha - \operatorname{arctg}\frac{b}{a}\right)\cdot\cos\left(\alpha - \operatorname{arctg}\frac{b}{a}\right)\cdot\cos\alpha - \left(\alpha - \operatorname{arctg}\frac{b}{a}\right)\cdot\cos\alpha + \cos^2 - \operatorname{arctg}\frac{b}{a}\Big)\cdot\sin\alpha + \frac{\pi}{2}\cdot\cos\alpha\right]\cdot$$

Zu diesem Werte von H müßte man noch einen kleinen, von α wenig abhängigen Wert addieren, welcher vom zerstreuten Lichte herrührt.

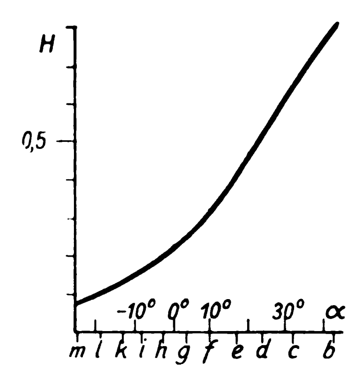


Abb. 3. Theoretischer Zusammenhang zwischen α und H

Die Kurve Abb. 3 gibt den Zusammenhang zwischen H und α gemäß der abgeleiteten Formel wieder für den Fall $a = b = c$. Das zerstreute Licht und die Änderung von K mit α werden dabei nicht in Betracht gezogen. Durch die Buchstaben b, c, d sind die Stufen der Ostwaldschen Grauleiter auf der Abszissenachse bezeichnet. Die beste Anpassung des Gerätes an die Eigenschaften des Auges würde man bei gleicher Entfernung dieser Stufen erhalten. Nach Abb. 4 wird diese

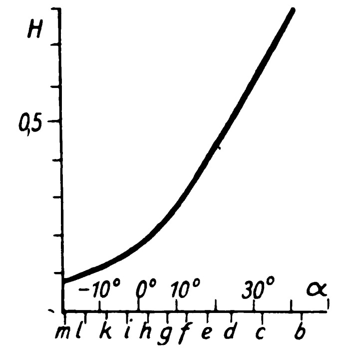


Abb. 4. Experimentelle Eichungskurve

Forderung in gewissen Grenzen von α sehr gut erfüllt. Schließlich zeigt Abb. 4 die Eichungskurve für das oben beschriebene Gerät. Auch hier ist die Abhängigkeit zwischen $\dot{H}$ und α von der gleichen Art.[2])

Moskau, Phys. Institut d. Technischen Hochschule.

[2]) Über eine technische Anwendung des Gerätes. vgl. „Transactions of the Institute of Structural Research" Nr. 1. (russisch mit englischer Zusammenfassung). Moskau 1928.

(Eingegangen am 6. April 1929)

Dielektrische Verluste und Durchschlag in porösen Isolierstoffen

Von A. Gyemant, Berlin

(Mitteilung aus der Forschungsabteilung des Kabelwerkes der Siemens-Schuckertwerke in Gartenfeld)

Inhalt: 1. Messung der erhöhten Durchschlagsspannung von Luft in künstlich hergestellten dünnen Kanälen. 2. Messung der vor dem Durchschlag auftretenden hohen dielektrischen Verluste in ungetränktem Papier.

Einleitung

In vorangehenden Untersuchungen über die elektrische Festigkeit von Kabelpapier[1]) wurde festgestellt, daß man es hierbei im wesentlichen mit der Festigkeit der Luft zu tun hat, welche durch die Anwesenheit des Netzwerkes der Zellulosefasern erhöht wird. Diese Erhöhung ist eine zweifache. Erstens nämlich wird durch die Fasern der ganze Raum sozusagen in lauter kleine Luftkondensatoren von kleinstem Abstand in Serienschaltung zerlegt. Nun nimmt die Festigkeit der Luft mit abnehmendem Abstand ganz bedeutend zu, so daß eine Erhöhung der Gesamtfestigkeit leicht zu erklären ist.

Durch das Netzwerk wird aber der Raum nicht bloß senkrecht zu der Feldstärke aufgeteilt, sondern auch parallel zu ihr in lauter kleine Kanäle zerlegt. Es ist sicher, daß die im vorigen Absatz genannte Aufteilung insofern nicht vollständig ist, als eine ganze Anzahl ununterbrochener längerer Luftwege in Richtung des Feldes vorhanden ist. Diese haben aber infolge der zweitgenannten Aufteilung durchweg sehr geringen Querschnitt. Durch gewisse Beobachtungen war zu vermuten, daß eine Querschnittsverengerung die Festigkeit heraufzusetzen vermag, wenn auch nicht in so hohem Grade, wie die Abstandsverringerung. Trifft diese Zumutung das richtige, so ist durch diesen Umstand eine weitere Ursache für die Festigkeitserhöhung im Papier gegeben. Wahrscheinlich wirken beide Ursachen gleichzeitig mit. Es ist

[1]) „Die Durchschlagsfestigkeit von Kabelpapier" [Wiss. Veröff. d. Siem.-Konz. 8 (1929), H. 2] — „Der physikalische Vorgang beim Durchschlag von Höchstspannungskabeln" (Vortrag, gehalten an der Höchstspannungstagung in Köln, April 1929).



klar, daß dieselben Überlegungen nicht nur für Papier, sondern auch für alle anderen porösen Isolierstoffe Geltung haben.

Um das hier entworfene Bild zu stützen, haben wir in zwei Richtungen weiter gearbeitet und über die diesbezüglichen Versuche soll im folgenden berichtet werden. Die eine Versuchsreihe sollte direkt die Annahme beweisen, wonach die Durchschlagsfestigkeit in dünnen Kanälen höher liegt als im freien Luftraum bei gleichem Elektrodenabstand. Über die Versuche ist schon einiges mitgeteilt worden.[2]) Hier sollen die Versuchsergebnisse im einzelnen angeführt werden. Die zweite Versuchsreihe bezieht sich auf Messung der dielektrischen Verluste im ungetränkten Kabelpapier. Trifft nämlich der genannte Mechanismus zu, so müssen im Kabelpapier (wie auch in anderen porösen Isolierstoffen) die dielektrischen Verluste noch unterhalb der Durchschlagsspannung sehr stark ansteigen, da die vielen Poren ionisiert werden, ohne daß es zum Durchschlag kommt.[3]) Wir wollen nun dementsprechend im ersten Teil dieser Arbeit über den Durchschlag in Kanälen, im zweiten über die Verluste in Papieren berichten.

1. Teil

Luftdurchschlag in Kanälen

Die Versuche wurden so ausgeführt, daß in passenden Isolierstoffen dünne Kanäle hergestellt worden sind, worauf der Durchschlag mittels anliegender, ebener, seitlich abgerundeter Elektroden ausgeführt wurde. Die untere Elektrode hatte etwa 8 cm im Durchmesser, die obere 4 cm. Es ist anzunehmen, daß das Feld in der Mitte homogen war und in der Nähe der Kanäle keine Verzerrung stattfand, daß also die Kraftlinien in Richtung der Kanalachse verliefen.

Die Herstellung der Kanäle geschah entweder mechanisch mit einer dünnen Nadel oder mittels Nadeldurchschlages. Die letzgenannte Methode war nur bei ganz dünnen Schichten anwendbar, da bei dickeren keine sauberen Kanäle, vielmehr Verkohlungen aufgetreten sind. Das Ausmessen des Kanaldurchmessers erfolgte mikroskopisch mittels Okularmikrometers. Die Messung der Durchschlagsspannung erfolgte an einem statischen Voltmeter bis 1500 Volt mit Hilfe der von uns beschriebenen hochohmigen Spannungsteiler.[4])

Für ganz dünne Schichten (~ 0,1 mm) erhielt man für Gleich- und Wechselspannung übereinstimmende Ergebnisse. Für größere Abstände lagen dann die Gleichspannungswerte sogar niedriger als die entsprechenden Werte in der Luft. Das liegt wahrscheinlich daran, daß infolge erhöhter Ableitung der Kanalwände eine Feldverzerrung auftrat, was für die ganze Anordnung ungünstig wirken mußte. Um möglichst saubere Verhältnisse zu haben, ließen wir die Messungen mit Gleichspannung fallen und beschränkten uns allein auf solche mit Wechselspannung.

a) Papier als Kanalwandung

Die ersten Versuche schlossen sich an die schon früher gemachten Beobachtungen an, daß die Durchschlagsspannung an Papieren auch noch dann erhöht war, wenn durch frühere Durchschläge schon ein Durchschlagsloch entstanden war. Um diese Tatsache deutlich vor Augen zu führen, sind die Löcher vorher künstlich angebracht worden. In Tabelle 1 ist die Stärke der Papierschicht in Millimeter, der Lochdurchmesser in Millimeter, die Durchschlagsspannung in kV_{max} und die entsprechenden Werte für freie Luft (kurz: Luftwerte) eingetragen. Bei den letzteren sind sowohl die Werte aus der Literatur[5]) wie in den meisten Fällen auch die von uns experimentell bestimmten Werte angegeben, indem jeweils Kontroll-Versuche mit einem großen Loch von mehreren Millimetern Durchmesser ausgeführt wurden. Zum Schluß folgt die prozentuale Erhöhung gegenüber dem experimentellen Luftwert.

Tabelle 1

Papierstärke in mm	Lochdurchm. in mm	Durchschl.-spannung in kV_{max}	Luftwert n.d.Lit.	Luftwert exp.	% Erhöhung
0,15	0,08	1,48	1,20	1,31	13
0,15	0,13	1,57			20
0,45	0,23	3,55	2,50	2,58	37
0,85	0,18	5,33	4,00	4,14	29
1,30	0,20	5,60	5,50	5,00	12

Die Meßwerte zeigen deutlich den Erhöhungseffekt. Die experimentellen Luftwerte liegen meist etwas höher als die aus der Literatur entnommenen, der Unterschied ist aber meist gering.

b) Lackleinen als Kanalwandung

Einwandfreier als die vorigen Versuche sind jene mit Lackleinen, da das Material selbst nicht porös ist. Bei den Papieren wurden zur Erzielung größerer Abstände die einzelnen Lagen einfach übereinander gelegt, was natürlich auch eine gewisse Unsauberkeit mit sich brachte. Hier beschränkten wir uns auf einzelne Lagen verschiedener Stärke, welche uns zur Verfügung standen. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 2.

[2]) „Die Funkenspannung der Luft bei kleinem Raumquerschnitt" Naturwiss. **17** (1929), 135.

[3]) Ähnliche Messungen, jedoch für Gasschichten zwischen Glasplatten liegen vor bei C. L. Dawes, H. H. Reichard und P. H. Humphries, Journ. A. I. E. E. **48** (1929), 3.

[4]) E. T. Z. **49** (1928). 534.

[5]) W. O. Schumann, Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen, Berlin 1923, S. 25.

Tabelle 2

Papierstärke in mm	Loch durchm. in mm	Durchschl.-spannung in kV_{max}	Luftwert		% Erhöhung
			n. d. Lit.	exp.	
0,11	0,06	1,29	1,00	1,07	20
0,20	0,10	1,88	1,45	1,55	21
0,43	0,10	3,11	2,40	2,26	37

Die Löcher sind bei diesen Versuchen mittels Nadeldurchschlags erzeugt und nachher ausgemessen worden. Auch diese Versuche sind qualitativ eindeutig, lassen aber sonst keine weiteren Schlüsse zu.

c) Paraffin als Kanalwandung

Um weiterzukommen, benötigten wir ein Material, das sich leicht in beliebige Stärken herstellen ließ. Es kamen Hartgummi und Paraffin in Erwägung. Hartgummi hat aber, wie Versuche ergaben, den Nachteil, daß sich jeweils nur ein einziger Meßwert verwerten ließ, weil schon durch den ersten Funkendurchgang die Kanalwandung anscheinend oberflächlich verbrannt wird. Paraffin hat seinerseits den Nachteil, daß bei stärkerem Funkendurchgang eines der Kanalenden manchmal zuschmilzt. Man muß daher beim öfteren Durchschlagen desselben Objektes den Kanal immer wieder von neuem mit einer Nadel durchstoßen. Außerdem sollen für Messungen stets nur frisch gegossene Proben benutzt werden, da beim Stehen an der Luft die Oberflächen- und so auch die Kanalwände verschmutzen und leitend werden. Alles in allem eignet sich aber Paraffin gut für solche Versuche.

Die Löcher sind jeweils mit einer Nadel gestochen worden. Durch eine besondere Versuchsreihe überzeugten wir uns, daß die experimentell bestimmten Luftwerte (in großen Löchern) mit denen aus der Literatur übereinstimmen. Tab. 3 gibt die dazu gehörigen Meßwerte.

Tabelle 3

Stärke in mm	Luftwerte in kV_{max}	
	n. d. Lit.	exp.
0,72	3,45	3,22
0,85	3,95	4,00
0,89	4,10	4,16
0,95	4,30	4,31
0,98	4,40	4,42
1,12	4,90	5,05
1,45	6,10	6,13

Infolgedessen steht bei den folgenden Versuchen jeweils nur der Luftwert nach der Literatur angegeben, worauf sich auch die prozentuale Erhöhung bezieht. Da die Herstellung von Paraffinschichten keine Schwierigkeiten machte, so führten wir die Versuche bis zu etwa 3 mm Dicke aus. Der Lochdurchmesser betrug durchweg 0,10 mm. Wir hatten dadurch die Möglichkeit, den Einfluß der Schichtdicke bei konstantem Durchmesser abzuschätzen.

Tabelle 4

Stärke in mm	Durchschlagssp. kV_{max}	Luftwert	% Erhöhung
0,45	3,13	2,50	25
0,51	3,44	2,70	27
0,56	3,84	2,90	32
0,64	3,61	3,20	13
0,70	4,16	3,40	23
0,88	4,47	4,05	10
1,03	4,98	4,60	8
1,22	6,13	5,30	15
1,7	9,90	7,00	40
2,5	10,9	9,60	13
2,7	12,8	10,4	23

Die Werte der letzten Spalte zeigen eine ziemliche Streuung, sonst aber keinen eindeutigen Gang. Daraus können wir schließen, daß bis zu 3 mm Elektrodenabstand die Spannungserhöhung von der Schichtdicke unabhängig ist und etwa 25 % beträgt. Die Versuche an Papier und Lackleinen stehen mit dieser Folgerung im Einklang.

Daß der Effekt nur bei kleinem Lochdurchmesser auftritt, ist selbstverständlich. Trotzdem haben wir einige Versuche ausgeführt, um die Spannungsabnahme mit zunehmendem Durchmesser deutlich zu zeigen. Es mögen hier zwei diesbezügliche Versuchsreihen folgen. Die Zahlen bedeuten kV_{max}. Die letzte Spalte gibt den Luftwert an.

Tabelle 5

Lochdurchm. in mm	0,1	0,2	0,4	0,8	10	Luftwert
Schichtdicke in mm						
0,62	3,89	3,68	3,60	3,46	3,10	3,10
2,50	11,4	10,9	10,9	10,3	9,2	9,6

Aus diesen Zahlen ist ersichtlich, daß die Spannungserhöhung mit zunehmendem Lochdurchmesser allmählich verschwindet. Noch bei 1 mm Durchmesser ist sie bis zu einigen Prozenten vorhanden. Bei Durchmessern unter 0,1 mm würde sie wahrscheinlich noch mehr betragen. Es ist jedenfalls durchaus zu erwarten, daß bei mikroskopischen Löchern von der Größenordnung 1 μ, wie sie in porösen Isolierstoffen vorhanden sind, Erhöhungen um das 2 bis 3 fache des Luftwertes auftreten, wie sie tatsächlich beobachtet werden. Das Auffallende ist eher, daß die Erhöhung noch bei relativ so großem Durchmesser wie 0,1 mm vorhanden ist.

Obwohl eine Verzögerung im engeren Sinne als Ursache der Erhöhung nicht gut in Frage kommt, denn die erhöhte Spannung wird auch mehrere Minuten lang ohne Durchschlag vertragen, so schien es doch wünschenswert, diese Möglichkeit widerspruchsfrei auszuschließen. Wir konnten den Kanalraum mittels eines radioaktiven Präparates ionisieren und zeigen, daß der Effekt nicht verschwindet. Wir besaßen ein Präparat, dessen Wirksamkeit auch hinter einer Stanniolfolie an der Entladung eines Elektrometers nachgewiesen werden konnte. Wir brachten nun als obere Elektrode an einen Paraffinkanal eine Stanniolfolie an, worüber sich das genannte Präparat befand, so daß der Raum sicher ionisiert war. Die Schichtdicke betrug z. B. in einem Versuch 1,05 mm, der Lochdurchmesser 0,1 mm. Der Luftwert beträgt 4,8 kV_{max}, wogegen im Kanal sowohl ohne wie mit Bestrahlung 5,8 kV zu messen war. Damit ist die genannte Möglichkeit hinfällig geworden.

d) Theoretische Betrachtungen

Die Spannungserhöhung in Kanälen beruht darauf, daß die Stromlawine, welche den Durchschlag darstellt, einen gewissen endlichen Raum beansprucht. Dieser Gedanke ist wohl von M. Toepler[6]) zuerst ausgesprochen worden. Insbesondere die Zunahme der Durchschlagsfeldstärke mit der Elektrodenkrümmung hat er auf diese Weise erklärt, da mit zunehmender Krümmung der Raum, in welchem die maximale Feldstärke herrscht, immer kleiner wird. Daher muß zur Kompensation die maximale Feldstärke entsprechend steigen. Er hat also schon erkannt, daß die ionisierende Feldstärke innerhalb eines größeren Raumgebietes herrschen muß.

Als eine Folgerung dieser allgemeinen Tatsache ist auch die Spannungserhöhung mit abnehmendem Elektrodenabstand aufzufassen, hier sehen wir als weitere Folgerung die Spannungserhöhung mit abnehmendem Luftraumquerschnitt. Über den feineren Mechanismus der Erscheinung ist damit allerdings nichts gesagt. Es handelt sich wahrscheinlich darum, daß seitens der Kanalwände eine Absorption der Elektronen stattfindet, wodurch der Strom begrenzt wird. Vielleicht dürfte es sich auch um eine Wärmeableitung seitens der Kanalwände handeln. Nach J. Slepian[7]) ist ja der Durchschlag an lokale Überhitzung der fraglichen Lufträume gebunden. Auf jeden Fall ist es eine Störung der Grenzbedingungen. Etwas weiter würden oszillographische Aufnahmen des Durchschlagstromes in Kanälen führen. Wir sind z. Zt. mit solchen Messungen beschäftigt.

[6]) ETZ **28** (1907), 998. — Diese Zs **3** (1922), 327.
[7]) Phys. Rev. **31** (1928), 1123.

2. Teil

Dielektrische Verluste von Papieren

Die Versuchsanordnung war folgende. Eine Anzahl von Papierlagen wurde zuerst im Trockenschrank bei 110° 1 Stunde getrocknet. Dann kamen sie unter die Meßglocke (Abb. 1), welche auf einem Pumpenteller ruhte. Die untere Elektrode besaß einen Schutzring, welcher direkt geerdet war, der Mittelteil führte zur Meßapparatur. Oben wurde die Hochspannung zugeführt.

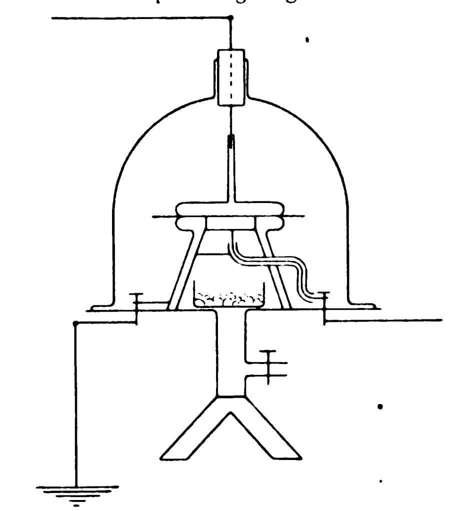


Abb. 1. Meßglocke zur Messung der dielektrischen Verluste an Papieren

Die Evakuierung dauerte einige Stunden lang. Bei einigen Versuchen wurde in zwei Phasen evakuiert, nämlich anfangs ohne Auflegen der oberen Elektrode, um die Trocknung intensiver zu gestalten, zum Schluß dann mit aufgelegter oberer Elektrode. Nach der Evakuierung wurde trockene Luft eingelassen. Auf dem Teller befand sich eine Schale mit Phosphorpentoxyd.

Die Messung des Verlustwinkels erfolgte mittels der Scheringbrücke in der üblichen Schaltung und einem Vibrationsgalvanometer als Nullinstrument.

Es kamen zwei Papierarten zur Verwendung. Die eine war nicht satiniert, wog 85 g/m² und war 0,12 mm stark, die andere war satiniert, wog 40 g/m² und war 0,04 mm stark. Wir unterscheiden die beiden Arten als Papier A und B.

Im folgenden geben wir einige Messungen in Tabellen- und Kurvenform wieder. Tabelle 6 bezieht sich auf Messungen mit Papier A. Es werden Kapazität (C) in $\mu\mu$F und tg δ für die äquivalente Parallelschaltung eines Kondensators und eines Widerstandes gegeben.

Die Spannung wurde jeweils soweit gesteigert, bis der Durchschlag eintrat. Er erfolgte bei den ersten beiden Versuchen bei 10,5 kV_{eff}, bei den letzten beiden bei 8,5 kV. — Die Kapazität ist in den beiden letzten größer, entsprechend der

Tabelle 6

Papierstärke in mm	1,1		1,2		1,0		1,0	
Spannung in kV_{eff}	tg δ	C	tg δ	C	tg δ	C	tg δ	C
1	—	—	—	—	,0029	281	,0030	280
2	—	—	—	—	,0034	281	,0032	280
3	,0074	232	,0066	235	,0041	281	,0033	280
4	,0080	233	,0074	236	,0042	283	,0037	281
5	,0152	235	,0134	238	,0059	284	,0065	282
6	,0390	242	,0376	245	,0669	295	,0766	300
7	,0900	257	,0866	260	,180	337	,180	338
8	,191	292	,174	290	,258	382	,254	382
9	,254	326	,233	319	—	—	—	—
10	,289	356	,282	359	—	—	—	—

geringeren Schichtdicke. Da die Elektrodenfläche 200 cm² war, so entspricht das einer Dielektrizitätskonstante von 1,55.

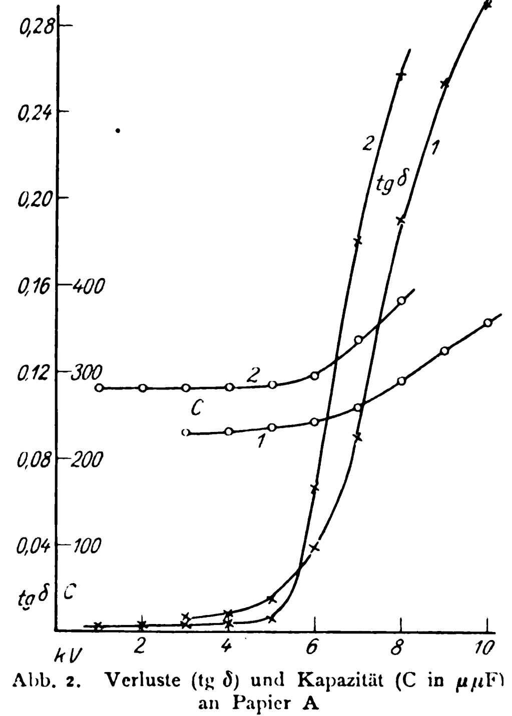


Abb. 2. Verluste (tg δ) und Kapazität (C in μμF) an Papier A

1 Stärke 1,1 mm 2 Stärke 1,0 mm

Die Verluste sind mit den Kapazitäten zusammen auf Abb. 2 aufgetragen, jedoch nur für die 1. und 3. Versuchsreihe. Man sieht, daß die Verlustkurven von etwa 5 kV an zu steigen beginnen. Die Durchschlagsspannung für Luft beträgt 3,2 kV_{eff} für 1 mm und 3,7 kV für 1,2 mm. Nach Überschreitung dieser Spannung setzt also tatsächlich die zu erwartende Ionisierung ein, ohne daß das Papier durchschlägt. Der Durchschlag erfolgt erst bei einer durchschnittlich 2,5 mal so hohen Spannung. Daß es sich hierbei nicht um Verzögerung im engeren Sinne handelt, haben wir schon in der ersten Veröffentlichung nachgewiesen. Auch hier sieht man, daß die Papiere die erhöhte Spannung längere Zeit aushalten, ohne größeren Schaden zu nehmen (eine Meßreihe dauerte etwa 1/2 Stunde).

Auf die mit den steigenden Verlusten gleichzeitig auftretende Erhöhung der Kapazität bzw. der scheinbaren Dielektrizitätskonstante kommen wir weiter unten zurück. Die Erhöhung beträgt bis zu 50%.

In ähnlicher Weise geben wir in Tab. 7 die Meßergebnisse für Papier B. Abb. 3 gibt die 2. und 3. Versuchsreihe wieder.

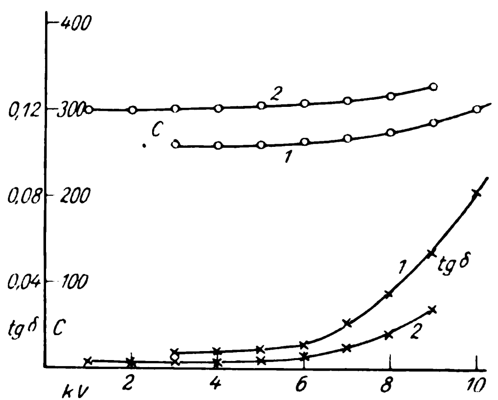


Abb. 3. Verluste (tg δ) und Kapazität (C in μμF) an Papier B

1 Stärke 1,04 mm 2 Stärke 0,98 mm

Tabelle 7

Papierstärke in mm	1,05		1,04		0,98		1,00			
Spanng. in kV_{eff}	tg δ	C	tg δ	C	tg δ	C	tg δ		C	
1	—	—	—	—	,0025	297	,0028	,0027	255	260
2	—	—	—	—	—	—	,0028	,0030	256	261
3	,0086	282	,0067	257	,0033	299	,0030	,0031	257	262
4	,0086	285	,0075	258	,0036	300	,0033	,0031	259	263
5	,0089	287	,0084	259	,0039	303	,0039	,0039	261	265
6	,0108	290	,0105	262	,0055	306	,0070	,0098	265	269
7	,0179	296	,0208	267	,0106	311	,0225	—	271	—
7,5	—	—	—	—	—	—	—	,0305	—	277
8	,0316	304	,0348	273	,0161	316	,0465	↑	283	↑
9	,0506	313	,0539	284	,0285	325	,0705		296	
10	,0836	328	,0821	298	—	—				

Das Ergebnis ist dem vorigen ähnlich. Nur halten sich die Verluste bemerkenswert niedriger. Die höchsten vor dem Durchschlag betragen 0,08 gegenüber 0,28 bei Papier A. Dies spricht dafür, daß infolge der besonders engen Poren die Behinderung der Ströme noch ausgeprägter ist. Dementsprechend ist die Durchschlagsspannung für Papier A 7 kV/mm, für Papier B 11 kV/mm (dieser Unterschied ist übrigens bei den bisher

erwähnten Verlustmessungen etwas verwischt). Jedenfalls ist das verschiedene Verhalten der beiden Papiere in Einklang mit den Befunden des I. Teiles, wonach die Spannungserhöhung in Kanälen mit abnehmendem Kanaldurchmesser zunimmt.

Die 4. Versuchsreihe ist nicht bis zum Durchschlag gesteigert worden, vielmehr wurde die Meßreihe nach 9 kV in umgekehrter Reihenfolge wiederholt. Wie aus den Zahlen ersichtlich, schmiegt sich der absteigende Ast dem aufsteigenden gut an.

Die Kapazitätserhöhung ist ebenfalls viel geringer als bei dem unsatinierten Papier, nämlich bis zu 15%.

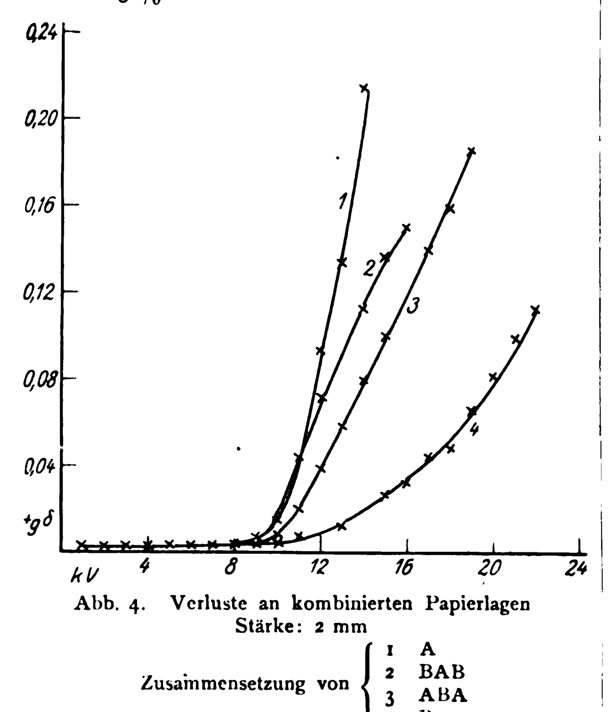


Abb. 4. Verluste an kombinierten Papierlagen
Stärke: 2 mm
Zusammensetzung von { 1 A; 2 BAB; 3 ABA; 4 B }

Was die Kapazitätserhöhung überhaupt betrifft, so ist sie nicht ohne weiteres zu erklären. Man muß sich zunächst klar werden, daß der Wert für C nur für ein willkürlich gewähltes Ersatzschema gilt. Es ist nicht gesagt, daß diese Kapazitätserhöhung eine reelle Bedeutung hat; es wäre immerhin denkbar, daß sie bei einem Ersatzschema, welches der Wirklichkeit eher entspricht, herausfallen würde.

Wir wollen indessen annehmen, daß die Kapazität des Systems tatsächlich eine Zunahme erfährt und fragen, aus welchem Grunde diese auftreten könnte. Die eine Möglichkeit wäre, daß die Ionisation von den Elektroden ausgeht, daß sie gewissermaßen eine Korona bildet, wodurch die Elektroden einander näherrücken und die Kapazität des Systems erhöhen. Andererseits ist es nicht wahrscheinlich, daß in einem homogenen Feld die Ionisation solcherweise auf die Umgebung der Elektroden beschränkt bleibt; es ist vielmehr anzunehmen, daß sie sich gleichmäßig auf den ganzen Raum erstreckt. In diesem letzteren Falle müßte man allerdings nach einer anderen Erklärung für die Kapazitätserhöhung suchen.

Wir haben diese Fragen experimentell entschieden, indem wir kombinierte Papierlagen verwendet haben, nämlich solche, die aus den Papieren A und B aufgebaut waren. Vier verschiedene Kombinationen kamen zur Untersuchung. Die erste bestand aus einer 2 mm starken Schicht von A, die zweite enthielt außen beiderseits 0,4 mm von B, innen 1,2 mm von A; die dritte außen je 0,4 mm A, innen 1,2 mm B, die vierte endlich 2 mm B. Ordnet man die Verlustkurven auf ein Blatt und ist die Schicht an der Elektrode für die Ionisation ausschlaggebend, so muß die Reihenfolge nach abnehmenden Verlusten lauten: 1 3 2 4; ist dagegen die Ionisation homogen, so muß die Reihenfolge lauten: 1 2 3 4. Die Messungen gibt Tabelle 8 und Abb. 4 wieder.

Tabelle 8

Papierzusammensetzung	2 mm A		0,4 B; 1,2 A; 0,4 B		0,4 A; 1,2 B; 0,4 A		2 mm B	
Spannung in kV_{eff}	tg δ	C	tg δ	C	tg δ	C	tg δ	C
1	,0027	136	,0026	145	,0030	137	,0028	145
2	,0027	136	,0026	145	,0030	137	,0028	145
3	,0029	136	,0027	145	,0030	137	,0030	145
4	,0029	137	,0033	146	,0031	137	,0033	145
5	,0030	137	,0043	146	,0033	138	,0037	145
6	,0035	137	,0049	146	,0036	138	,0044	146
7	,0038	137	,0050	146	,0041	138	,0049	146
8	,0042	137	,0054	146	,0046	138	,0056	146
9	,0073	138	,0065	147	,0051	139	,0065	147
10	,0150	139	,0157	148	,0083	139	,0073	147
11	,0452	143	,0447	153	,0204	141	,0084	148
12	,094	150	,0717	158	,0395	145	,0106	149
13	,134	155	—	—	,0589	148	,0136	150
14	,215	175	,114	167	,0809	153	,0241	152
15	—	—	,134	173	,106	159	,0270	153
16	—	—	,151	180	,133	167	,0333	155
17	—	—	—	—	,143	170	,0445	157
18	—	—	—	—	,161	175	,0480	159
19	—	—	—	—	,186	184	,0660	163
20	—	—	—	—	—	—	,0820	167
21	—	—	—	—	—	—	,101	170
22	—	—	—	—	—	—	,113	173

Wie insbesondere aus Abb. 4 klar ersichtlich, ist deutlich die Reihenfolge 1 2 3 4 erfüllt. Nicht nur die Verluste, auch die Kapazitäten verhalten sich so. Die prozentuale Erhöhung der Kapazität bei 14 kV beträgt z. B. der Reihe nach 29, 15, 12 und 5. Sehr deutlich ist in dieser Versuchsreihe auch der Gang der Durchschlagsspannungen. Sie betragen der Reihe nach 7,5; 8,5; 10 und 11,5 kV/mm. Es kommt daher nicht auf die an

der Elektrode befindlichen Schichten an, die Ionisierung ist vielmehr durchaus homogen.

Nun scheint es auf den ersten Blick unverständlich, daß dadurch die Kapazität erhöht werden kann. Man muß aber bedenken, daß die Ionisierung nur in den Luftschichten zustande kommt, nicht im Papier. Man hat gewissermaßen einen Zweischichtenkondensator vor sich, wie er von K. W. Wagner[8]) zur Charakterisierung der technischen Isolierstoffe herangezogen worden ist. Hat danach die eine Schicht eine geringe Dielektrizitätskonstante (Luft: 1) die andere eine höhere (Zellulose: ~ 6) und nimmt die Ableitung in der ersten Schicht allmählich zu, so muß die scheinbare Dielektrizitätskonstante des Systems allmählich auch zunehmen, weil das Feld immer mehr zugunsten der Zelluloseschichten verschoben wird. Dieses Verhalten zeigt sich deutlich in den Wagnerschen Gleichungen. Leider können wir dieselben nicht zur quantitativen Auswertung unserer Ergebnisse heranziehen, weil die Zusammensetzung des Papiers doch nicht einem einfachen Zweischichtenkondensator entspricht. Hierzu wäre eine entsprechende Umformung der Gleichungen erforderlich. Aber qualitativ werden dadurch unsere Befunde vollständig erklärt.

Die Versuche des zweiten Teiles dieser Arbeit sind von den Herren Ingenieuren H. Kerl und K. Rennfranz ausgeführt worden.

Zusammenfassung

In Weiterführung früherer Untersuchungen über die elektrische Festigkeit von Papieren wurde folgendes festgestellt:

1. Die Durchschlagsspannung der Luft ist in künstlich hergestellten Kanälen von etwa 0,1 mm Durchmesser und 0,1—3 mm Länge um 20 bis 30% gegenüber der Durchschlagsspannung in freier Luft bei demselben Abstand erhöht. Die Versuche sind mit Papier, Lackleinen und Paraffin als Wandmaterial ausgeführt worden. Eine Verzögerung im engeren Sinne wurde durch Bestrahlung mit radioaktivem Präparat ausgeschlossen. Mit zunehmendem Kanaldurchmesser nimmt die Spannungserhöhung allmählich ab. Die Versuche beschränkten sich auf Wechselspannung.

2. Die erhöhte Festigkeit von Papieren beruht — wenigstens teilweise — auf demselben Effekt. Wie Messungen der dielektrischen Verluste zeigen, setzt von der Ionisationsspannung ab eine sehr starke Zunahme der Verluste ein, ohne jedoch, daß dieselben zum Durchschlag führen. Die Verluste sind um so größer, je poröser das Papier. Die Ionisierung ist nicht etwa an die Nähe der Elektroden beschränkt, sie verbreitet sich vielmehr gleichmäßig über das ganze Papiervolumen. Gleichzeitig nimmt die scheinbare Dielektrizitätskonstante des Papiers zu. Dies läßt sich auf Grund der Wagnerschen Theorie geschichteter Isolierstoffe erklären.

[8]) Arch. f. El. **2** (1914), 371.

(Eingegangen am 10. Juni 1929)

Über die experimentelle Bestimmung des Wirkungsgrades eines Bandlautsprechers[1])

Von Hellmut Graf, Dresden

(Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule Dresden)

Inhalt: Bestimmung des Wirkungsgrades eines Bandlautsprechers durch Messung der Wirk- und Blindkomponente des Bändchenwiderstandes in Luft und im Vakuum. Untersuchungen an Bändchen aus Kupfer und aus einer Al-Legierung.

Während des Krieges wurden von Barkhausen und Lichte[2]), sowie von Hahnemann und Hecht[3]) die Wirkungsgrade von Unterwasserschall dadurch gemessen, daß in den Stromkreis des Schallsenders ein Wattmeter eingeschaltet und in Abhängigkeit von der Erregerfrequenz die Verlustkurven im Wasser als Schallmedium aufgenommen wurden. Aus den so ermittelten, resonanzartigen Kurven ergab sich der elektro-mechanische Wirkungsgrad. Um den Gesamtwirkungsgrad zu erhalten, mußte noch in einem andern Schallmedium, in dem der Sender keine Schalleistung abgab, die Resonanzkurve aufgenommen werden. Bei Unterwasserschallsendern genügte dazu die Messung in Luft.

Ähnliche Untersuchungen an Telephonen wurden ebenfalls von Hahnemann und Hecht[4]) angestellt, wobei in Luft und im Vakuum aufgenommene Resonanzkurven zueinander in Beziehung gesetzt wurden. Aufgabe des Verfassers war es, in Anlehnung an diese Theorien und Versuche einen Siemens-Bandlautsprecher als Luftschallsender genau bestimmbarer Strahlungsleistung für Meßzwecke zu eichen und zwar für die mittlere Sprechfrequenz $f = 800$ *Hz* ($\omega = 5000$) als Resonanzfrequenz.

Der Bandlautsprecher[5]) ist ein Schallsender elektrodynamischen Prinzips.

In einem starken, mit Hilfe von Elektromagneten erzeugten Magnetfelde befindet sich der den Wechselstrom führende Stromleiter, der selbst als Membran benutzt wird und der dem Strome

[1]) Auszug aus der im Sommer 1928 angefertigten Dipl.-Arbeit.

[2]) H. Barkhausen und H. Lichte, Ann. d. Phys. 1920, 485.

[3]) W. Hahnemann und H. Hecht, Phys. Zeitschr. **21**, 1920, 264.

[4]) W. Hahnemann und H. Hecht, Ann. d. Phys. Bd. 60. 1919, 454; Bd. 63, 1920, 57.

[5]) Gerlach, Siemens-Zeitschr. H. 6, 1924.

proportionale Bewegungen ausführt. Er hat die Gestalt eines breiten, aber sehr dünnen Bandes von nur wenigen mg Gewicht und wird oben und unten durch Klemmen, die zugleich als Stromzuführungen dienen, gehalten. Da der Lautsprecher als Schallsender für eine bestimmte Frequenz

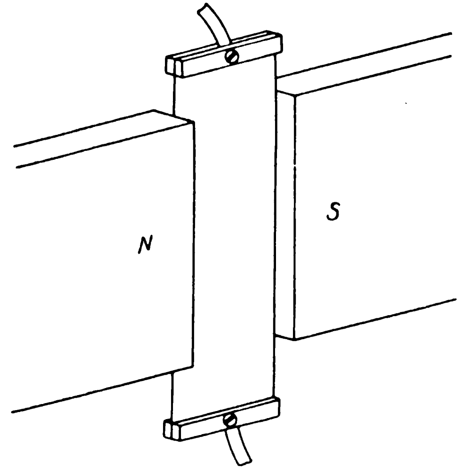


Abb. 1. Prinzip des Bandlautsprechers

dienen sollte und sich der Wirkungsgrad nach der angegebenen Methode nur bei verhältnismäßig ausgeprägten Resonanzkurven bestimmen läßt, wurden besondre Bandeinsätze verwendet, die, — im Gegensatz zu dem gewöhnlichen Verhalten der Bändchen, bei denen besondere Resonanzlagen nach Möglichkeit vermieden werden, — eben eine solche ausgeprägte Resonanzlage zeigten.

Die oben erwähnte Methode der Wirkungsgradbestimmung mittels eines Wattmeters ließ sich bei den kleinen Leistungen des Lautsprechers von 100 mW und weniger nicht anwenden; der Wirkungsgrad wurde daher durch Messung der Wirk- und Blindkomponente des Bändchenwiderstandes in der Wheatstoneschen Brücke bestimmt. Erregt man nämlich den Lautsprecher mit konstanter Stromstärke, d. h. konstanter Kraft, so ist die Kurve des Wirkwiderstandes in Abhängigkeit von der Erregerfrequenz der Leistungskurve proportional; man braucht sie sich nur mit dem konstanten Faktor I^2 multipliziert zu denken.

Mathematisch-physikalische Grundlagen[6])

Zur Bestimmung des elektro-mechanischen Wirkungsgrades mißt man den Wirk- und Blindwiderstand zunächst ohne Erregung der Elektromagnete des Lautsprechers. Man erhält damit den Verlustwiderstand R_V, der sich aus dem Ohmschen Widerstande des Bändchens und dem Übergangswiderstande an den Einspannstellen zusammensetzt. Die Gleichung des elektrischen Stromkreises, in dem sich der Lautsprecher befindet, lautet dann:

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{J} \cdot R_V + j \cdot \omega \cdot L_V \cdot \mathfrak{J} \qquad (1)$$

($\mathfrak{U}$ = Klemmenspannung, R_V = Verlustwiderstand, L_V = Induktivität des Bändchens und der Zuleitungen).

Schaltet man die Erregung der Elektromagnete ein, so tritt infolge der Bändchenbewegung eine zusätzliche EMK $\mathfrak{E}_s$ auf, für die gilt:

$$\mathfrak{E}_s = \mathfrak{H} \cdot l \cdot \frac{dx}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \qquad (2)$$

(l = Länge des Leiters im Magnetfelde $\mathfrak{H}$, $\frac{dx}{dt}$ = Geschwindigkeit des Bändchens).

Mit Gleichung (1) zusammen ergibt sich damit:

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{J} \cdot R_V + j \cdot \omega \cdot L_V \cdot \mathfrak{J} + \mathfrak{E}_s \qquad (3)$$

Den zunächst unbekannten Ausdruck $\frac{dx}{dt}$ in Gleichung (2) findet man aus der mechanischen Schwingungsgleichung.

Auf das Bändchen wirken folgende Kräfte:

1. die vom Strom J im Bändchen herrührende Kraft $\mathfrak{K}_J = 0{,}1 \cdot \mathfrak{H} \cdot l \cdot \mathfrak{J}$
2. in entgegengesetzter Richtung:
   a) die Elastizitätskraft, die proportional dem Ausschlag x angenommen wird: $\mathfrak{K}_c = -\frac{1}{c} \cdot x$ $\left(\frac{1}{c} = \text{Richtkraft}\right)$;
   b) die Reibungskraft, die man proportional der Membrangeschwindigkeit $\frac{dx}{dt}$ setzt:
   $$\mathfrak{K}_r = -r\frac{dx}{dt} \quad (r = \text{Dämpfungswiderstand});$$
   c) die Trägheitskraft $\mathfrak{K}_m = -m\frac{d^2x}{dt^2}$. Dabei ist: Gesamtmasse m = Bändchenmasse m_b + mitschwingende Luftmasse m_e.

Das dynamische Kräftegleichgewicht ergibt dann $\mathfrak{K}_J + \mathfrak{K}_m + \mathfrak{K}_r + \mathfrak{K}_c = 0$ oder

$$m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + \frac{1}{c}x = 0{,}1 \cdot \mathfrak{H} \cdot l \cdot \mathfrak{J} \qquad (4)$$

Da wir es mit einem periodisch veränderlichen Vorgang zu tun haben, können wir setzen:

$$x = \mathfrak{x} \cdot e^{j\omega t}; \quad \frac{dx}{dt} = j\omega x; \quad \frac{d^2x}{dt^2} = j\omega\frac{dx}{dt}.$$

Setzt man diese Ausdrücke in Gleichung (4) ein, so erhält man für $\frac{dx}{dt}$ folgende Gleichung:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{0{,}1 \cdot \mathfrak{H} \cdot l \cdot \mathfrak{J}}{r + j\left(\omega m - \frac{1}{\omega c}\right)} = \frac{0{,}1 \cdot \mathfrak{H} \cdot l \cdot \mathfrak{J}}{r + js} \qquad (5)$$

[6]) Vgl. H. Riegger, Wiss. Veröff. Siem. Konz. III, 2, 67.

Mit diesem Ausdruck für $\frac{dx}{dt}$ ergibt sich für $\mathfrak{E}_s$ in Gleichung (2):

$$\mathfrak{E}_s = \frac{\mathfrak{H}^2 \cdot l^2 \cdot 10^{-9}}{r + js} \cdot \mathfrak{J} = \mathfrak{Z}_s \cdot \mathfrak{J},$$

wobei

$$\mathfrak{Z}_s = \frac{A}{r + js} = \frac{A \cdot r}{r^2 + s^2} - j \frac{A \cdot s}{r^2 + s^2} = R_s + j S_s \quad (6)$$

gesetzt wird.

Für die Gleichung des elektrischen Stromkreises (3) erhält man somit:

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{J}[R_V + R_s + j(\omega L_V + S_s)] \quad (7)$$

Die Wirkkomponente R_V des Widerstandes wird also durch die Bändchenbewegung um den „Strahlungswiderstand" R_s vergrößert, der für die Resonanzfrequenz fr, die der Frequenz des freien ungedämpften Systems entspricht, am größten ist. Denn für $f = fr$ wird $S = \omega m - \frac{1}{\omega c} = 0$.

Zu der Blindkomponente ωL_V tritt noch eine zusätzliche, durch die Masse und Elastizität bedingte wattlose Komponente S_s hinzu, die für die Resonanzfrequenz f_r gleich Null ist und unterhalb der Resonanz wie eine zusätzliche Induktivität, oberhalb wie eine zusätzliche Kapazität wirkt. Abb. 2 zeigt den Verlauf von nach Gleichung (6) berechneten Kurven für den Wirk- und Blindwiderstand.

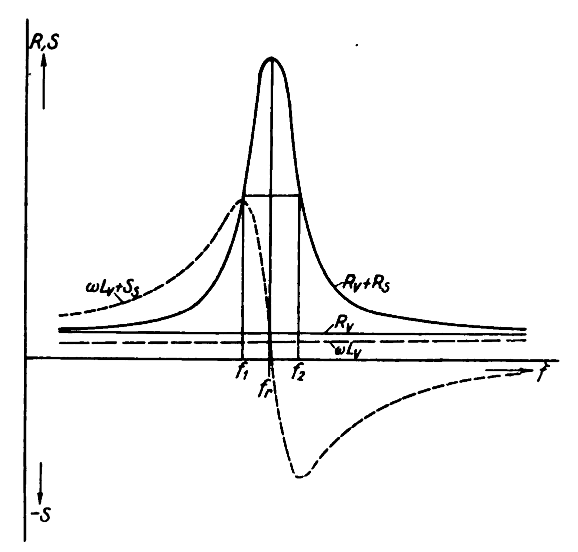


Abb. 2. Wirk- und Blindwiderstand in Abhängigkeit von der Erregerfrequenz

Die vom Lautsprecher aufgenommene Leistung dient jetzt sowohl zur Überwindung der Verluste als auch dazu, das Band in Schwingungen zu versetzen, also mechanische Arbeit zu leisten. Auf Grund dieser Trennung der Verlust- und Nutzleistung ergibt sich somit aus den Kurven direkt der elektro-mechanische Wirkungsgrad

$$\eta_{em} = \frac{R_s}{R_s + R_V}. \quad (8)$$

Aus der Resonanzkurve kann man ferner nach der bekannten, in Abb. 2 angegebenen Konstruktion die Gesamtdämpfung des Schallsenders

$$d = \pi \frac{f_2 - f_1}{f_r} \quad (9)$$

bestimmen.

Die an das Bändchen abgegebene Leistung wird nun nicht vollständig in die Luft abgestrahlt, sondern sie dient auch zur Überwindung der mechanischen Verluste, die durch Reibung an den Einspannstellen des Bändchens und durch innere Materialreibung entstehen.

Um diese Verluste zu bestimmen und von der aus der Resonanzkurve für Luft ermittelten Gesamtdämpfung d die Verlustdämpfung d_0 zu trennen, muß man den Lautsprecher noch im Vakuum untersuchen. Er kann dann nicht strahlen, man erhält infolgedessen eine schärfere Resonanzkurve als in Luft. Die aus ihr ermittelte Dämpfung stellt die Verlustdämpfung d_0 dar. Damit ergibt sich für den mechanisch-akustischen Wirkungsgrad:

$$\eta_{ma} = \frac{d - d_0}{d} \quad (10)$$

und durch Zusammensetzung der beiden ermittelten Wirkungsgrade für den Gesamtwirkungsgrad:

$$\eta_{ges} = \eta_{em} \cdot \eta_{ma}. \quad (11)$$

Die Strahlungs- oder Nutzdämpfung ist:

$$d_{str} = d - d_0. \quad (12)$$

Die Versuche

Der Wirk- und Blindwiderstand wurde in der Wheatstoneschen Brücke bei einem konstanten Brückenverhältnis 1 : 1000 in der in Abb. 3 angegebenen Anordnung gemessen.

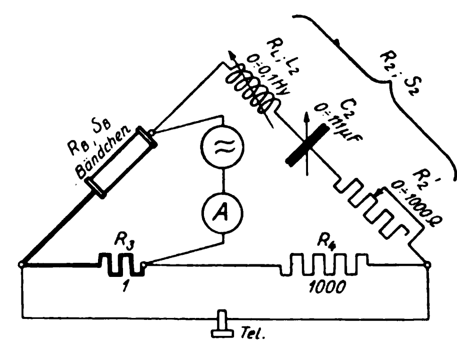


Abb. 3. Versuchsschaltung

Dieses Brückenverhältnis mußte gewählt werden, weil der Widerstand R_L der Selbstinduktion L_2 bereits 7 Ohm betrug und wegen des außerordentlich geringen Ohmschen Widerstandes des Bändchens bei einem kleineren Brückenverhältnis nicht hätte abgeglichen werden können und dann auch bei kapazitiver Wirkung des Bändchens genügend große Kondensatoren auf der Abgleichseite nicht zur Verfügung gestanden hätten.

Besonderer Wert mußte infolge des kleinen Ohmschen Widerstandes der verwendeten Bändchen darauf gelegt werden, keine verschiedenen zusätzlichen Widerstände durch Zuleitungen verschiedner Länge — z. B. bei Messungen in Luft und im Vakuumkessel — zu erhalten. Es wurde daher der in Abb. 3 verstärkt gezeichnete Teil der Brücke am Lautsprecher selbst angebracht und durch Lötverbindungen mit dem Bandeinsatze verbunden. Außerdem wurden für den Wechselstrom besondre Zuleitungen bis an die am Lautsprecher befindlichen Klemmen geführt. Dadurch wurde erreicht, daß längere Zuleitungen (bei der Messung im Vakuum infolge der Durchführung durch den Kesseldeckel) nur im hochohmigen Teile der Brücke lagen, wo ihr zusätzlicher Widerstand keine Rolle spielte.

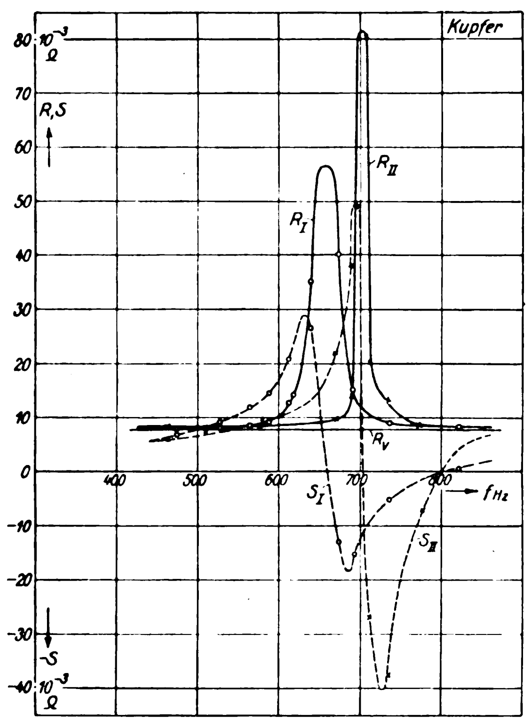


Abb. 4. Wirk- und Blindwiderstand bei Verwendung von Kupferband
Kurven I: bei 10 mm Bandbreite
„ II: bei 8 mm Bandbreite

Der im eingezeichneten Strommesser gemessene Strom kann mit großer Genauigkeit gleich dem Bändchenstrom gesetzt werden, da nur 1 v. T. durch den anderen Brückenzweig fließt.

Die Gleichstrom-Erregerstromstärke der Elektromagnete betrug bei allen Messungen 1,2 Amp.

Als Bandmaterial wurde zunächst 0,05 mm starkes Cu-Blech verwendet. Gemessen wurde bei 1 Amp. Bandstromstärke zunächst bei einer Bändchenbreite von 10 mm, bei der der Luftspalt zwischen Bändchen und Magnetpolen minimal war. Die Ergebnisse sind in den Kurven I der Abb. 4 dargestellt.

Aus dem Diagramm ergibt sich eine Gesamtdämpfung $d_{ges} = 0{,}20$ und eine Resonanzfrequenz $f_r = 660$ *Hz.*

Diese Gesamtdämpfung erschien für praktische Zwecke zu gering; außerdem ließ sich die Resonanz durch Erhöhung der mechanischen Vorspannung des Bändchens nicht auf 800 *Hz* hinaufrücken, das Bändchen riß vielmehr bei stärkerem Spannen. Daher wurde nur noch eine Messung mit einem nur 8 mm breiten Bändchen vorgenommen, um den Einfluß eines größeren Luftspalts zwischen Bändchen und Magnetpolen festzustellen. Die Ergebnisse sind in den Kurven II der Abb. 4 aufgezeichnet. Die Gesamtdämpfung beträgt nur 0,085.

Der Versuch zeigt, daß infolge des großen Luftspalts ein Ausgleich der Druchschwankungen durch diesen hindurch erfolgt und infolgedessen die Strahlungsdämpfung außerordentlich herabsinkt.

Günstige Ergebnisse lieferten Versuche mit einem von der Firma Hans Vogt, Radioakustik Berlin, zur Verfügung gestellten, von ihr für Lautsprechermembrane besonders hergestellten Material, offenbar einer Al- Legierung hoher mechanischer Festigkeit.

Bei den folgenden Messungen zur Bestimmung des Wirkungsgrades wurde gleichzeitig noch festgestellt, welchen Einfluß eine Änderung der mechanischen Schwingungsamplitude x auf die Ergebnisse hat, d. h. es wurde bei verschiedener Bandstromstärke i_{Bd} gemessen.

Die Bändchenbreite betrug bei allen weiteren Versuchen 10 mm. Bei den Messungen im Vakuun mußte wegen des Fehlens des Luftwiderstandes zur Errichtung derselben Amplituden wie in Luft mit erheblich kleinerer Bandstromstärke gearbeitet werden. Zur genauen Ermittlung der zu den mechanischen Ausschlägen in Luft gehörigen Werte der Verlustdämpfung d_0 wurde d_0 bei verschiedener Bandstromstärke aufgenommen, und aus der sich ergebenden Kurve $d_0 = f(x)$ wurden dann die den Ausschlägen in Luft entsprechenden Werte von d_0 graphisch ermittelt.

Abb. 5 zeigt eine in Luft bei 1 Amp. Bandstromstärke aufgenommene Kurve und zum Vergleich eine im Vakuum bei nur 80 mA Bandstromstärke aufgenommene Kurve in demselben

Maßstabe. Die Verschiedenheit der Kurven ist fast überraschend groß.

Zur Bestimmung des Verlustwiderstandes R_V der Bändcheninduktivität L_V wurde nach kräftiger Entmagnetisierung bei geringer Bandstromstärke im Vakuum gemessen, um möglichst große Sicherheit zu haben, daß das Bändchen tatsächlich keine Schwingungen mehr ausführte. Es ergab sich:

$$R_v = 11{,}2 \cdot 10^{-3}\,\Omega; \quad L_V = 0{,}78 \cdot 10^{-3}\,H_V.$$

Der gleichzeitig untersuchte Einfluß verschiedener Schwingungsamplitude auf den Wirkungsgrad geht aus nachstehender Tabelle I hervor, in der die Ergebnisse von 4 bei verschiedener Bandstromstärke aufgenommenen Versuchsreihen dargestellt sind. Die Werte für d_0 sind, wie schon

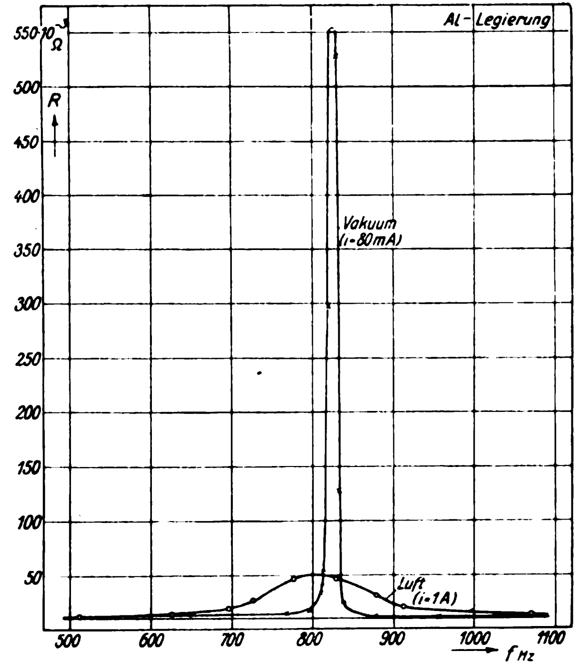


Abb. 5. Wirkwiderstand in Luft und im Vakuum

erwähnt, graphisch aus einer — hier nicht mit angeführten — Kurve $d_0 = f(i_{Bd}) \approx f(x)$ ermittelt.

Tabelle I

	i_{Bd} A	η_{em}	d_{ges}	d_0	d_{str}	η_{ma}	η_{ges}
1	0,1	0,867	0,269	0,032	0,237	0,881	0,765
2	0,4	0,823	0,355	0,033	0,322	0,907	0,747
3	1,0	0,770	0,558	0,036	0,522	0,935	0,720
4	1,4	0,745	0,671	0,044	0,627	0,935	0,697

Die zugehörigen Kurven des Wirk- und Blindwiderstandes in Luft sind in Abb. 6a/b aufgezeichnet.

In Abb. 7 sind zusammenfassend nochmals der Gesamtwirkungsgrad und die Strahlungsdämpfung in Abhängigkeit von der Bandstromstärke aufgetragen.

Aus der Tabelle und den Kurven geht hervor, daß mit zunehmender Bandstromstärke, d. h. zu-

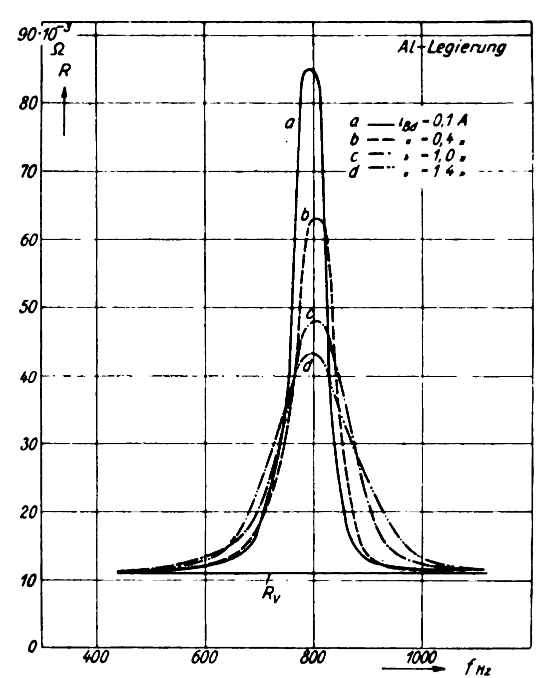


Abb. 6a. Abhängigkeit des Wirkwiderstandes von der Bandstromstärke; Messung in Luft

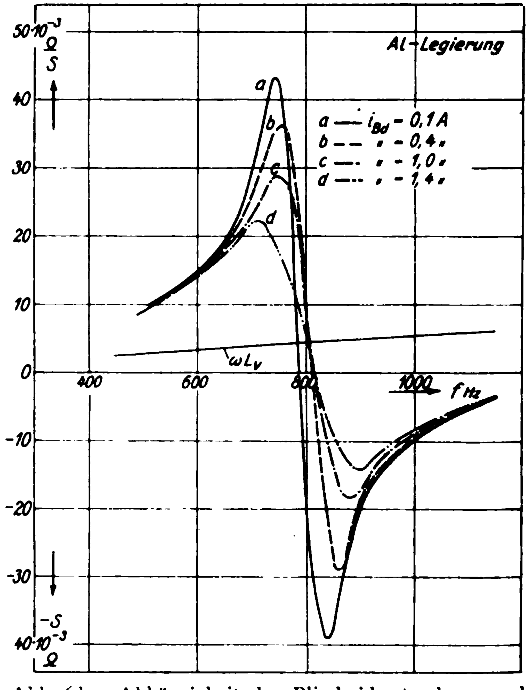


Abb. 6b. Abhängigkeit des Blindwiderstandes von der Bandstromstärke; Messung in Luft

nehmender mechanischer Schwingungsamplitude der elektromechanische und damit der Gesamtwirkungsgrad abnimmt. Dies dürfte auf zunehmender Rei-

bung an den Einspannstellen und im Material zurückzuführen sein. Bestätigt wird diese Annahme durch die Messungen im Vakuum, denn mit zunehmender Bandstromstärke nimmt auch die Verlustdämpfung d_0 zu.

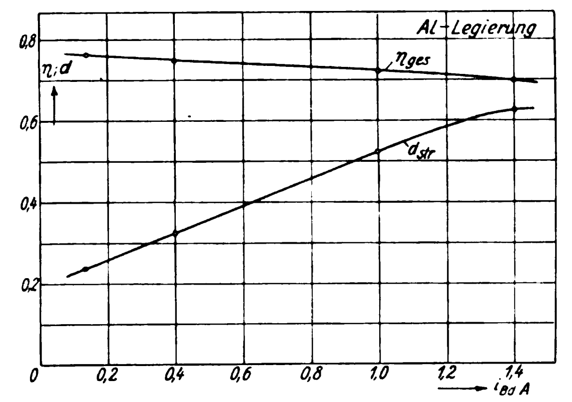


Abb. 7. Abbhängigkeit des Gesamtwirkungsgrades und der Strahlungsdämpfung von der Bandstromstärke

Es sei hier noch erwähnt, daß sich dieselben Werte wie bei freistrahlendem Lautsprecher ergaben, wenn man ihn in den Vakuumkessel brachte, ohne diesen auszupumpen. Dieses Ergebnis war eigentlich zu erwarten, denn man könnte doch annehmen, daß infolge Bildung stehender Wellen eine Rückwirkung auf das Bändchen eintritt.

Zusammenfassung

Bei einem auf eine bestimmte Resonanzfrequenz abgestimmten Bandlautsprecher wurde nach den von Untersuchungen an Unterwasserschallsendern und Telephonen her bekannten Methoden die akustisch abgegebene Leistung und damit der Gesamtwirkungsgrad bestimmt. Für die Verwendung des Lautsprechers als Schallsender konstanter Frequenz erwies sich als günstiges Bandmaterial in bezug auf Dämpfung und Einstellbarkeit auf die Resonanzfrequenz $f = 800\,Hz$ die Vogtsche Al-Legierung, während sich bei Kupfer infolge des höheren spezifischen Gewichts, also der größeren Dichte, eine zu geringe Dämpfung ergab. Die — im übrigen wohl erstmalig — an einem Luftschallsender (Lautsprecher) durchgeführte experimentelle Bestimmung des Wirkungsgrades hat die Brauchbarkeit der angegebenen Methode und Schaltung für derartige Messungen ergeben.

(Eingegangen am 3. Mai 1929)

Zuschriften an die Schriftleitung

Bemerkung zu der Arbeit „Über Eisen–Beryllium- und Eisen–Bor-Legierungen und über die Struktur des Eisenborides“ [1])

Zuschrift von F. Wever

In der genannten Arbeit wird das Gitter des Eisennitrides Fe_4N zu einem Vergleich mit dem Gitter des Borides Fe_4B_2 herangezogen. Herr Dr. R. Brill, Ludwigshafen, macht mich freundlichst darauf aufmerksam, daß das von mir in Abb. 2 wiedergegebene Fe_4N-Gitter nicht mit den derzeitigen Ansichten über den Feinbau dieses Körpers übereinstimmt. Das Eisennitrid Fe_4N wurde von R. Brill [2]), G. Hägg [3]) und von A. Osawa und S. Iwaizumi [4]) untersucht. Die Ergebnisse dieser drei Arbeiten stimmen darin überein, daß das Stickstoffatom im γ-Eisenelementarkörper nicht, wie von mir angegeben, in $[\frac{1}{4}\,\frac{1}{4}\,\frac{1}{4}]$, sondern in $[\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}]$ zu lokalisieren ist. Es wird das aus Intensitätsmessungen, sowie aus der Tatsache geschlossen, daß der Wirkungsbereich des Stickstoffatoms in $[\frac{1}{4}\,\frac{1}{4}\,\frac{1}{4}]$ etwa nur die Hälfte des normalen Wertes nach den Untersuchungen von Goldschmidt betragen würde, während in $[\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}]$ vollkommen ausreichender Platz zur Verfügung steht. [5])

Die Schlußfolgerungen meiner Arbeit sind sinngemäß abzuändern [6]); Herrn Dr. R. Brill bin ich für seinen Hinweis zu Dank verpflichtet.

[1]) Diese Zeitschrift **10** (1929), 137.
[2]) Zeitschr. Krist. **68** (1928), 379; Naturwissensch. **16** (1928), 593.
[3]) Nature **121** (1928), 826; **122** (1928), 314.
[4]) Zeitschr. Krist. **69** (1928), 26.
[5]) G. Hägg, Nova acta regiae societatis scientiarum Upsaliensis, Ser. IV, vol. **7** (1929), 14; No. 1.
[6]) Vgl. F. Wever und A. Müller, Mitt. K. W.-Inst. Eisenforsch. **11** (1929), 193.

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Hatschek, E, Die Viskosität der Flüssigkeiten. XII, 225 S., 88 Abb. und 40 Tab. i. T. Th. Steinkopff, Dresden. 1929. Rm. 13,50, geb. Rm. 15,—.

Klein, M., Kabeltechnik. VII, 486 S., 474 Abb. und 149 Tab. Jul. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 57,—.

Besprechungen

◆Jakob, M. und F. Kretzschmer, **Die Durchflußzahlen von Normaldüsen und Normalstaurändern** für Rohrdurchmesser von 100 bis 1000 mm. (Forschungsarbeiten herausg. vom VDI, Heft 311.) IV, 35 S., 98 Abb. und 14 Tab. VDI-Verlag, Berlin. 1928. Rm. 5,50.

Die neueren Arbeiten auf dem Gebiete der Strömungsmessung mit Düsen und Staurändern zeigen durchweg das Bestreben, die Ergebnisse der physikalischen Forschung für



die technische Anwendung nutzbar zu machen. Hierbei ergeben sich als Schwierigkeiten aus der Unmöglichkeit, die technischen Versuchsbedingungen gut konstant zu halten und die bei Strömungsvorgängen besonders schwer erfaßbare geometrische Ähnlichkeit der durchströmten Rohre und Einschnürungsorgane zu wahren. Bei der vorliegenden Arbeit galt es mit Rohrleitungen bis zu 1000 mm Durchmesser zu operieren, die Versuche über mehrere Jahre zu erstrecken und an die sehr umständlichen Versuche ebenso umständliche Umrechnungen anzuschließen. Die Art, wie diese Schwierigkeiten angepackt worden sind, kann nur bewundert werden. Sie zeigt aber andererseits, wie wenig gesichert noch unsere Kenntnisse auf dem Gebitee der Strömungsmessung sind. So bleibt es z. B. eine offene Frage, worauf im einzelnen die dem Reynoldschen Ähnlichkeitsgesetz widersprechende Abhängigkeit der Beiwerte vom Rohrdurchmesser zurückzuführen ist. Es wird sich für weitere Versuche als wertvoll erweisen, daß die Verfasser ihre Versuchsanordnungen sehr ausführlich beschrieben haben, dazu die von anderen Autoren auf ähnlichen Versuchsanordnungen gefundenen Ergebnisse auf die Verhältnisse bei dem normalen Staurand umgerechnet haben. G. Ruppel.

◆Schmauss, A. und A. Wigand, **Die Atmosphäre als Kolloid.** IV, 74 S., 10 Abb. i. T. (Sammlung Vieweg, Heft 96.) Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1929. Rm. 4,80.

Seit 10 Jahren setzt sich der Meteorologe Schmauss mit Recht dafür ein, daß bei den Witterungserscheinungen neben den üblichen dynamischen und thermodynamischen Vorgängen auch kolloidwissenschaftliche stark mitspielen, besonders bei der Bildung von Wolken und Niederschlägen. Hierauf wird von Schmauss das öfters stattfindende Versagen der üblichen Witterungsvoraussagen zurückgeführt.

Das unter Mitwirkung des erfahrenen Luftelektrikers Wigand verfaßte Büchlein ist frisch und anschaulich geschrieben und bringt viel überzeugendes Material zusammen. Es dürfte auch das Interesse der technischen Physiker verdienen, welche sich mit elektrischer Gasreinigung, Staubexplosionen und dergleichen befassen. R. Swinne.

◆Haas, A., **Atomtheorie.** 2. Aufl. VIII, 258 S., 64 Abb. i. T. und auf 4 Taf. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1929. Rm. 10,—, geb. Rm. 11,50.

Während die vor etwa 5 Jahren erschienene 1. Aufl. [vgl. ihre Besprechung in dieser Zeitschr. **6** (1925), 620] noch die „Atomtheorie in elementarer Darstellung" behandelte, zwang die Berücksichtigung der quanten- und wellenmechanischen Fortschritte der Atomtheorie in dieser umgearbeiteten und erweiterten Auflage selbst den durch seine Darstellungskunst bekannten Verfasser höhere mathematische Kenntnisse bei den Lesern vorauszusetzen. Das ist eigentlich bedauerlich, denn der physikalische Inhalt dieser neuen Gedanken hat bisher keine umfassende, einem weiteren Kreise der exakt naturwissenschaftlich Interessierten bequem zugängliche Darstellung gefunden. Die vorliegende durchaus moderne, hauptsächlich die Ergebnisse (ohne Kritik) berücksichtigende Einführung kann aber dem technischen Physiker, Physikochemiker oder Ingenieur empfohlen werden. R. Swinne.

◆**Mitteilungen der deutschen Materialprüfanstalten.** Sonderheft V. Arbeiten aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Metallforschung zu Berlin-Dahlem. 189 S., 372 Abb. J. Springer, Berlin. 1929. Rm. 26,—.

In den letzten Jahren sind die Arbeiten des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Metallforschung, zusammen mit einigen Arbeiten wissenschaftlichen Charakters aus dem Materialprüfungsamt in Dahlem, unbeschadet der Tatsache, daß sie bereits zum größten Teil in verschiedenen Zeitschriften veröffentlicht worden waren, in einem Sammelband zusammengefaßt worden. Auch dieser Band gibt einen Überblick über die vielseitigen Arbeiten des Kaiser-Wilhelm-Instituts und bietet die willkommene Gelegenheit, die Gesamtheit dieser Arbeiten, die trotz ihrer Verschiedenheit doch in gewissem Sinne eine Einheit bilden, geschlossen zu studieren. Auf die bereits anderen Ortes veröffentlichten Arbeiten braucht nicht eingegangen zu werden. Von den übrigen sei auf die Arbeiten von E. Schiebold und G. Richter über Studien über den Zugversuch an kristallinen Stoffen, von W. Kuntze über Abhängigkeit der elastischen Dehnungszahl des Kupfers von der Vorbehandlung und Versuchsführung, und von A. Burgem und K. Weißenberg über Symmetriegruppen mit 2 Translationen hingewiesen. Die erste stellt eine eingehende zusammenfassende und kritische Besprechung des Zugversuches dar mit eingehender Berücksichtigung auch der Einschnürung und mit einem Versuch, sie quantitativ theoretisch zu erfassen. Bei den schlecht definierten Verhältnissen in der Einschnürung erscheint es zweifelhaft, ob hier eine theoretische Erörterung wirklich fruchtbar sein kann. In der zweiten Arbeit werden die zahlreichen Anomalien des elastischen Verhaltens des Kupfers eingehend untersucht. Letzten Endes sind sie zum größten Teil auf unvermeidliche plastische Vorgänge zurückzuführen. Es ist zu hoffen, daß der Verfasser seine bisher nur formal-phänomonologische Behandlungsweise durch ein anschließendes Studium der Struktur und durch metallographische Gesichtspunkte erweitern wird, um die Erklärungen für die beobachteten Tatsachen im einzelnen geben zu können. Die dritte Arbeit stellt die Fortsetzung der wichtigen Studien von Weißenberg zur systematischen kristallographischen Strukturlehre dar.

Einige Beiträge weichen ihrem Charakter nach insofern von den anderen ab, als sie einen halb populären Charakter haben. Dadurch wird die Einheitlichkeit des Ganzen etwas gestört, und es erscheint zweifelhaft, ob sie in den Rahmen der übrigen gehören. G. Masing.

◆Plotnikow, J., **Photochemische Versuchstechnik.** 2. Aufl., XVI, 454 S., 230 Abb., 150 Tab. und 3 Tafeln. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1928. Rm. 20,—, geb. Rm. 21,60.

Die neue Auflage ist ein auf photomechanischem Wege hergestellter Abdruck der ersten, 1911 erschienenen Auflage. Die Literaturangaben im Text sind bis auf die neuste Zeit ergänzt. Es wäre zu begrüßen, wenn das besonders durch seine Tabellen wertvolle Buch vom Verfasser in einer vollkommen neu durchgearbeiteten Auflage herausgegeben würde. H. Becker.

◆Frei, K., **Zur Theorie des Fernsprechverkehrs.** I. Band der Sammlung Einzeldarstellungen aus der Nachrichtentechnik. Weidmannsche Buchhandlung, Berlin. 1928. VIII, 138 S. Rm. 4,50, geb. Rm. 6,—.

Die Schwankungen des Fernsprechverkehrs werden mit Wahrscheinlichkeitsrechnung behandelt. Verf. bespricht frühere Arbeiten und erweitert sie kritisch. Wenn man an Stelle des Fernsprechverkehrs irgendeine andere schwankende Erscheinung annimmt, so können die Gleichungen auch das Interesse von Beurteilern anderer Erscheinungen mit starken Schwankungen erwecken. Das Buch kann als eine leicht lesbare Einführung in die Aufgabenstellung und die kritische Untersuchung von Vorschlägen bezeichnet werden und wird allen denen empfohlen, die sich in diese Fragen hineinfinden wollen.

F. Lubberger.

Wissenschaftliche Nachrichten

Leitsätze zur Neuordnung des Studiums des mathematischen und naturwissenschaftlichen höheren Lehramtes

1. Das fachwissenschaftliche Studium an der Universität und Technischen Hochschule ist das Rückgrat der Ausbildung der Philologen.

2. Die Prüfungsordnung für die wissenschaftliche Prüfung für das höhere Lehramt erstreckt sich auf eine Gruppe

von sachlich und methodisch zusammengehörenden Fächern, von denen eines als Kernfach hervortritt.

Der Unterschied der Lehrbefähigung für verschiedene Unterrichtsstufen fällt weg.

3. In Studium und Prüfung tritt neben Philosophie als verbindliches Fach die Erziehungswissenschaft.

Die Ausbildung in praktischer Pädagogik fällt ausschließlich in die Referendarzeit.

Die Vorschläge haben die Voraussetzung, daß an den Hochschulen die notwendigen Einrichtungen geschaffen werden, insbesondere die zur Durchführung des Studiums der theoretischen Erziehungswissenschaft an den Universitäten und Technischen Hochschulen notwendigen Lehrstühle, sie werden mit allem Nachdruck gefordert, wo sie noch nicht vorhanden sind.

4. Eine völlige oder begrenzte Ausbildung der künftigen Philologen an den pädagogischen Akademien wird grundsätzlich abgelehnt. Prof. Dr. Konen-Bonn, Vorsitzender.

Düsseldorf. Vom 9. bis 12. September findet in Düsseldorf auf Einladung des Vereins Deutscher Ingenieure und der Deutschen Gesellschaft für Metallkunde eine Konferenz des Institute of Metals (London) statt.

Berlin. Wir machen auf die Zweite Weltkraftkonferenz aufmerksam, die am 16. bis 25. Juni 1930 in Berlin stattfinden wird. Zur Gewinnung von Vorträgen sind Anregungen für Berichte aus den verschiedenen Fachgebieten der Konferenz erschienen, die von der Geschäftsstelle der Konferenz „Weltkraft", Berlin NW 7, Ingenieurhaus, bezogen werden können. Hier müssen die Beiträge bis zum 1. November 1929 eingegangen sein.

Allgemeine Mitteilungen

Das deutsche Erfinderhaus e. V., Hamburg 36

Am 8. Juni fand im Woermannhaus die 4. ordentliche Jahresversammlung statt. Anhand der Bilanz konnte festgestellt werden, daß das deutsche Erfinderhaus e. V. im verflossenen Jahr sich überraschend erfolgreich entwickelt hat. Die Zahl der Mitglieder ist von 955 auf 2360 gestiegen, hat sich also mehr als verdoppelt. Auch viele größere Firmen sind dem Erfinderhaus beigetreten, so daß die volkswirtschaftlich notwendige Zusammenarbeit zwischen Industrie und Erfinderschaft sich immer enger gestaltet. — Die Vermögenslage hat sich sogar um ein Mehrfaches gehoben. Hierzu haben wesentlich die Ausstellungen des Erfinderhauses beigetragen, da hierdurch die Verwertung auch nach dem Auslande sehr begünstigt wurde. Dem Vorstande wurde einstimmig Entlastung erteilt. Neu in den Vorstand wurden die Herren Dr. Möring, Rechtsanwalt und Dr. Menzel, Volkswirt, einstimmig gewählt. Mit besonderem Interesse wurde der Vortrag des ersten Vorsitzenden Heinrich Jebens über den bereits in Vorarbeit begriffenen ganz großen Ausbau des Erfinderhauses entgegengenommen. Folgende, an das Reichswirtschaftsministerium gerichtete Entschließung wurde einstimmig angenommen:

„Unsere erdrückende Wirtschaftslage gebietet uns, die in der deutschen Erfinderschaft ruhenden Kräfte mehr als bisher zum Wohle der Allgemeinheit nutzbar zu machen. Hierzu ist es nötig, daß alle verantwortlichen Stellen vorurteilsfrei eine aktive Förderung des deutschen Erfindertums in die Wege leiten. Insbesondere ist es Aufgabe des Reichswirtschaftsministeriums mit dem Reichspatentamt und dem deutschen Erfinderhaus e. V. als Vertreter der Erfinderschaft umgehend in Verhandlungen einzutreten, um die Mittel und Wege zu finden, die gleichzeitig die unhaltbaren Zustände im heutigen Erfindungsleben zu beseitigen geeignet sind."

Der Technische Literatur-Kalender von Dr. Otto, dessen Ausgabe für das Jahr 1929 durch den Deutschen Verband Technisch-Wissenschaftlicher Vereine empfohlen ist, konnte bis zum 31. Mai d. Js. von den Mitgliedern der dem Deutschen Verband angeschlossenen Vereine zum Vorzugspreise von 20 Rm. (sonst 24 Rm.) bezogen werden. Der Verlag R. Oldenbourg hat sich bereit erklärt, dieses Vorzugsangebot bis zum 31. Dezember d. Js. zu verlängern.

Personalnachrichten

London. Dr. Walter Rosenhain, bekannt durch zahlreiche Untersuchungen zur Metallographie, wurde als Präsident des Institute of Metals berufen.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.



NACHRUF!

Am 18. Juni d. J. verschied nach kurzer Krankheit

Dr. Hans Usener,

geboren am 31. Dezember 1872 als Sohn des Geheimrats Prof. Dr. phil. Hermann Usener in Bonn.

Dr. Usener studierte zunächst Medizin, um sich später dem Studium der Physik zu widmen und hat nach einigen Assistentenjahren Anfang dieses Jahrhunderts seine praktische Tätigkeit im Torpedolaboratorium der Kaiserlichen Marine begonnen. Von dort kam er als technischer Physiker zur Firma Neufeldt & Kuhnke, wo er bald Mitinhaber wurde und in stetiger intensiver Arbeit den Grundstein für die technisch-wissenschaftlichen Arbeiten dieser Firma legte. Insbesondere entstammen seinen Arbeiten die Fernzeiger-Anlagen sowie die vielen für die Kaiserliche Marine entwickelten Spezial-Einrichtungen der Firma Neufeld & Kuhnke. Es sei auch auf sein Werk „Der Kreisel als Richtungsweiser" hingewiesen.

Dr. Usener besaß eine außerordentlich tiefe Geistes- und Herzensbildung. Er hat seine Umgebung und besonders auch seine engeren Mitarbeiter auf allen Gebieten des menschlichen Geistes und des praktischen Lebens befruchtet und hinterläßt eine große Zahl trauernder Fachkollegen. Er wird in unserer Erinnerung dauerd fortleben.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Prof. Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.



Wir machen wiederholt darauf aufmerksam, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Büro der Gesellschaft: Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. G. 3, Lichterfelde 1661. Bürostunden: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Pietzsch, Dresden:
Herr Prof. Dr. Binder, Dresden-A. 24, Kaitzerstraße 12.
Fräulein Dipl.-Ing. Annedörte Klug, Dresden-Zschachwitz-Zschieren, Kyawstraße 24.

Seitens des Herrn Geheimrat Prof. Dr. Karl Scheel, Dahlem:
Herr Dr. Bruno Lange, Berlin-Dahlem, Werderstraße 28 bei Hayn.

Seitens des Herrn P. Selényi, Ujpest:
Herr Prof. Ernst Rostás, Les Laboratoires Standard, 46. Av. Breteuil, Paris 7.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. Otto Stürner, Berlin-Steglitz:
Herr Dipl.-Ing. Otto Hofmann, Berlin-Charlottenburg, Tauroggenerstraße 17 I, bei Wiese.

Seitens des Herrn Dr. Vieth, Köln-Bayental.
Herr Dr. Deiters, Münster i. Westf., Achtermannstraße 7.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind **aufgenommen.**

Adressenveränderungen

Herr Dipl.-Ing. Valerian Bashenoff, Moskau 34. Gragrinsky pereulok Nr. 23, Wohnung 28, jetzt Moskau, Zentrum, Maschkoff pereulok Nr. 1, Wohnung 31.

Herr Dr. Boos, Köln-Mülheim, Holweiderstraße 3c, jetzt Adamstraße 68.

Herr Georg Bruck, Berlin-Grunewald, Caspar Theysstraße 25, jetzt 8 Rue Chambiges, Paris.

Herr Max Krüger, Essen, Gudulastraße 5, jetzt Blumenkamp 2.

Herr Dr. Ulfilas Meyer, Köln-Mülheim, Montanusstraße 1, jetzt Adamstraße 68.

Herr Dr. Notter, Würzburg, Lab. f. t. Physik, jetzt Greifswald, Phys. Inst. Theoret. Abteilung.

Herr Prof. Dr. Pilzer, Chemnitz, Henriettenstraße 30, jetzt Ulrichstraße 29.

Herr Studienrat Dr. Max Sende, Dresden-Blasewitz, Wasserturmstraße 8, jetzt Dresden-Blasewitz, Kretschmerstraße 5 Erdg.

Herr Dr. Sewig, Berlin-Friedenau, Laubacherstraße 7, jetzt Friedenau, Kaiserallee 129.

Herr Dipl.-Ing. Otto Stürner, Steglitz, Albrechtstraße 57, jetzt Steglitz, Friedrichsruher Straße 21a.

Herr Prof. Franz Weidert, Berlin-Zehlendorf-West, Goethestraße 9, jetzt Zehlendorf-West, Jaehnstraße 7.

Berichtigung

Fräulein cand. phys. Maria Ohnesorge, Göttingen, Riemannstraße 23, jetzt Frau Dr. Maria Stierstadt, Göttingen, Stegemühlenweg 11 II.

Verstorben

Herr Dr. Hans Usener, Kiel, Niemannsweg 107.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Rheinland-Westfalen

Gemeinsame Tagung in Dortmund, am 29. Juni 1929, der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik

Vorträge im Forschungsinstitut der Vereinigte Stahlwerke A.-G., Dortmund

1. Herr E. H. Schulz: Organisation der Forschungsarbeit innerhalb der Vereinigte Stahlwerke A.-G.
2. Herr W. Köster, Dortmund: Über einige Beziehungen zwischen dem Gefügeaufbau und der Koerzitivkraft.
3. Herr E. Scheil, Dortmund: Über die Umwandlung des Austenits in Martensit im gehärteten Stahl.
4. Herr H. Schmidt, Dortmund: Röntgenographische Untersuchungen über das System Eisen–Mangan.
5. Herr R. Mecke, Bonn: Über die Absorption des atmosphärischen Wasserdampfes und des Sauerstoffes.
6. Fräulein H. Querbach, Bonn: Ultrarote Spektra aus der Gruppe der Erdalkalien.
7. Herr P. Lueg, Bonn: Ultrarote Spektralphotographie.
8. Herr G. Becker I, Bonn: Ein neues Registrierelektrometer mit Anwendungen auf Absorptionsmessungen.
9. Herr Th. Dreisch und Herr E. Rütten, Bonn: Ultrarote Absorption kathodischer Metallschichten.
10. Herr A. Deubner, Köln: Über eine neue Methode zur Vergleichung von Elektrolytwiderständen bei Hochfrequenz.
11. Herr K. Hoffmann, Köln: Über Messungen kurzdauernder elektrischer Spannungen mit Hilfe des Kerreffektes.
12. Herr S. Werner, Münster: Das lichtelektrische Verhalten von Salzen.
13. Herr J. Klaphecke, Münster: Das lichtelektrische Verhalten von Salzen.
14. Herr E. Hiedemann, Köln: Nach Versuchen von Herrn Ebeler, Über den Träger der Wasserstoffschichtungen.

Redaktionsschluß am 27. Juli 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Sonderheft „Mechanische Schwingungen“

Zeitschrift für technische Physik

1929 **Zehnter Jahrgang** **Nr. 9**

INHALT

Arthur Berson zum 70. Geburtstag

Am 6. August hat A. Berson sein siebzigstes Lebensjahr vollendet. In fast jugendlicher Frische, mit erstaunlicher geistiger und körperlicher Rüstigkeit konnte er diesen Tag feiern, und wir dürfen hoffen, daß der Jubilar noch viele Jahre zum Segen der Luftfahrt tätig sein kann. Dem Chronisten widerstrebt es zunächst, die Verdienste eines noch mitten im Leben stehenden Gelehrten und Organisators zu schildern, aber die Dankbarkeit für dessen Wirksamkeit überwiegt diese Bedenken.



Arthur Berson

Wie es in der Regel bei vielseitig begabten Männern der Fall ist, hat auch Berson anfangs Umwege eingeschlagen, ehe er direkt auf sein Lebensziel zusteuerte. Seine phänomenale sprachliche Begabung und äußere Lebensumstände veranlaßten ihn, philologische Studien zu wählen. Als ihn aber seine erste Lehrtätigkeit in das Ausland und auf die See hinausgeführt haben, da bricht seine alte Sehnsucht, Forschungsreisender zu werden, wieder durch, und er stürzt sich auf das Studium der Geographie und Meteorologie. Das Glück will ihm wohl: unter zwei so glänzenden Lehrern wie Freiherr Ferdinand von Richthofen und Wilhelm von Bezold vertieft sich schnell sein Wissen, und die damalige physikalische Entwicklung der Meteorologie ermöglicht ihm die Erforschung eines Gebietes, das zwar in der Forschungsrichtung nur wenige Kilometer Ausdehnung hat aber damals so wenig bekannt war, wie die Polargebiete, nämlich die freie Atomsphäre. Berson geht an diese Probleme gewissermaßen nach der Methode der „technischen Physik“ heran. Wenn er auch großes Interesse für klimatologische Forschungen, besonders in schwer erreichbaren Gegenden hat, so fesselt ihn doch mehr die Meteorologie in der Form einer Physik der Atmosphäre, und seine Veröffentlichungen tragen mehr physikalischen als klimatologischen Charakter. Diese physikalische Einstellung seiner Forschung finden wir

in allen seinen Veröffentlichungen; die Erfolge als Ballonfahrer waren aber nur möglich dank seiner technischen Begabung. Die Technik der Ballonführung auf Grund physikalischer Überlegung war zur Zeit der ersten Fahrten von Berson (1891), als junge Offiziere die Lehrmeister waren, so gut wie unbekannt. Was man bis dahin trieb, war die Technik der Erfahrung und Geschicklichkeit, aber nun begann — insbesondere unter Mitwirkung von Prof. Assmann, Prof. Berson, dem damaligen Leutnant Gross und Prof. R. Börnstein — eine physikalische Technik sich zu entwickeln. Berson hat sich dabei in den folgenden Jahren immer mehr gleichzeitig zum wissenschaftlichen und technischen Leiter der Ballonfahrten ausgebildet, und es war daher nur gerecht, daß das dreibändige Werk, „Wissenschaftliche Luftfahrten", welches die Ergebnisse der deutschen Fahrten von 1888—1899 zusammenfaßt, gemeinsam von Assmann und Berson herausgegeben wurde. Von den dort bearbeiteten 66 bemannten Ballonfahrten, hat Berson an nicht weniger als 50 teilgenommen und 17 geführt. Unter diesen Aufstiegen war die Alleinfahrt vom 4. Dezember 1894, bei der 9400 m und damit ein Höhenrekord erreicht wurden, die bedeutendste. Die hübsche Schilderung dieser Fahrt in der Zeitschrift „Das Wetter" **12** (1895), 1/10 kann noch heute als charakteristisch für die fesselnde Schreibart Bersons empfohlen werden.

Berson, der seit 1890 dem Preußischen Meteorologischen Institut als Assistent angehörte, ist von 1892 an vorwiegend mit meteorologisch-aeronautischen Fragen beschäftigt gewesen. 1899 und 1900 erschien das eben erwähnte große Werk „Wissenschaftliche Luftfahrten", von welchem Berson ungefähr die Hälfte des ersten Bandes, fast den ganzen zweiten Band und die Kapitel „Lufttemperatur" und „Wind" im dritten Band verfaßt hat. Diese beiden Kapitel bilden die ersten Grundlagen für eine Thermodynamik der Atmosphäre. Der Abschluß dieses Werkes fällt zeitlich zusammen mit der Errichtung eines besonderen aeronautischen Observatoriums des Preußischen Meteorologischen Instituts bei Tegel. Ausarbeitung der Pläne, Einrichtung des Observatoriums und die ersten Drachen- und Registrierballonaufstiege sind Ergebnisse gemeinsamer Arbeit von Assmann und Berson, und dementsprechend sind die drei Bände mit Ergebnissen dieses Observatoriums gemeinsam von Assmann und Berson herausgegeben. In dieser Zeit fanden auch mehrere bemannte Ballonfahrten statt, darunter der höchste Aufstieg auf 10800 m am 31. Juli 1901; ferner 1902 Drachenaufstiege auf der Ostsee, den norwegischen Gewässern und dem nördlichen Eismeer bis $79^3/_4{}^0$ Breite durch Berson und Elias. Das war die erste Etappe des groß angelegten Planes Bersons, die Atmosphäre unter verschiedenen Breiten und damit den gesamten Kreislauf zu studieren. Die gemeinsamen Verdienste von Assmann und Berson fanden 1903 eine seltene, aber wohlverdiente Ehrung durch die Verleihung der Buys-Ballot-Medaille in Gold seitens der Kgl. Akademie der Wissenschaften in Amsterdam.

Nachdem Berson 1905 mit dem Aeronautischen Observatorium nach Lindenberg übergesiedelt war, hat ihn neben seinen laufenden Arbeiten wohl am meisten die Aerologie über den tropischen Kontinenten und den Monsungebieten beschäftigt. Eine Expedition nach Ostafrika, und zwar nach dem Victoria-Nyanza, konnte aber erst 1908 ausgeführt werden. Die wichtigsten Ergebnisse waren: unerwartet niedrige Temperaturen bis zu -84^0 in 20 km Höhe, das Vorhandensein einer „oberen Inversion" und häufiger Westwinde über den bekannten äquatorialen Ostwinden. Eine weitere aerologische Expedition — allerdings nur eine Vorexpedition — konnte Berson 1913 ausführen zur Aufklärung der Entstehung der gewaltigen Regenmengen in Amazonien in einem über dem Meere noch trockenen und alsdann über nahezu gleichtemperierte, ebene Länder strömenden Nordost-Passat. Leider vereitelte der Krieg die Hauptexpedition und gleichfalls eine von Miethe geplante Sonnenfinsternis-Expedition nach Norwegen im August 1914, auf welcher Berson die meteorologischen Beobachtungen ausführen wollte.

1910 schied Berson aus dem Aeronautischen Observatorium aus, siedelte nach Berlin über und trat in den wissenschaftlichen Stab der Optischen Anstalt C. P. Goerz ein. Die meteorologischen Interessen mußten nun etwas in den Hintergrund treten; dafür konnte sich sein technisches Geschick mehr entfalten, und manche instrumentelle Verbesserungen — namentlich an Barometern — legen Zeugnis von seiner Tätigkeit ab. Vor allem aber begeisterte sich Berson für die rasch aufblühende Flugtechnik, und er konnte hier durch sachverständigen Rat häufig fördernd eingreifen. Gegenwärtig sind es namentlich die Junkerswerke, die Wissenschaftliche Gesellschaft für Luftfahrt und die Aeroarctic, welche einen großen Teil seiner Zeit beanspruchen. In der W. G. L. gehört er dem Vorstandsrat, dem medizinischen Ausschuß und der Kommission für die Bearbeitung der illustrierten technischen Wörterbücher als Mitglied und dem Navigierungsausschuß als Vorsitzender an. Im letztgenannten Ausschuß ist es in erster Linie den ausdauernden Bemühungen Bersons zu danken, daß schon eine Reihe schöner „Arbeiten des Navigationsausschusses" erschienen sind (München und Berlin, R. Oldenbourg, 1927) und weitere bald erscheinen werden.

Berson ist einer der ersten, die sich für die Pläne der Aeroarctic, der internationalen Gesellschaft zur Erforschung der Arktis mit Luftfahrzeugen interessiert haben; hier vereinigt sich seine Begeisterung für Forschungsreisen und für Aeronautik. Durch seine guten Beziehungen zu zahlreichen ausländischen Gelehrten und durch seine aerologischen Kenntnisse hat er der Aeroarctic viel nützen können.

Durch Jahrzehnte hindurch hat sich Berson nicht nur um einzelne Wissensgebiete, sondern um die Entwicklung der gesamten deutschen Luftfahrt verdient gemacht. Dafür wollen wir ihm ganz besonders danken und dabei wünschen, daß er noch viele Jahre Freund und Berater der deutschen Luftfahrt bleibt! R. Süring.

Veröffentlichungen von A. Berson

(Kleinere Artikel, z. B. Fahrtberichte und Nekrologe sind hier nicht aufgeführt)

Die Herkunft der Dämmerungsstreifen und ihre Berechnung. Das Wetter **9** (1892), 145/150.

Geographisches aus dem Luftballon. Verhandl. der Gesellschaft für Erdkunde zu Berlin **23** (1896), 49/58.

In den Fußtapfen Glaishers. Eine Ballonfahrt in England. Das Wetter **15** (1898), 217/226 und Zeitschrift für Luftschiff. und Phys. der Atm. **17** (1898), 255/266.

Wissenschaftliche Luftfahrten (gemeinsam mit R. Assmann). 3 Bände. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn 1899/1900.

Ein unveröffentlichter Brief des Cartesius, betr. die Erfindung des Barometers. Das Wetter **17** (1900), 9/13.

Ein Ballonaufstieg bis 10500 m (gemeinsam mit R. Süring). Illustr. Aeron. Mitt. **5** (1901), 117/119.

Ergebnisse der Arbeiten am Aeronautischen Observatorium in den Jahren 1900 bis 31. Dezember 1904 (gemeinsam mit R. Assmann). 3 Bände, Berlin 1902, 1904, 1905. — Enthält u. a. in den Ergebnissen für 1900 und 1901: A. Berson und R. Süring, Die Hochfahrten vom 11. und 31. Juli 1901, S. 216/234 und in den Ergebnissen 1901/1902: A. Berson und H. Elias, Bericht über die Drachenaufstiege auf der Ostsee, in den norwegischen Gewässern und dem nördlichen Eismeere. 20 S., 3 Tafeln; auszugsweise in Illustr. Aeron. Mitt. **8** (1904), 130—139, 152—157.

Einige Ergebnisse der Windbeobachtungen bei den Aufstiegen am Aeron. Obs. zu Tegel 1902—1904. Protokolle der 4. Konferenz der Intern. Kommission für wiss. Luftschiffahrt zu St. Petersburg 1904. Supplement 10. St. Petersburg 1905. 6 S., 1 Tafel.

Bericht über die Fahrt des Ballons „Jüpiter" zu Burgos in Spanien aus Anlaß der totalen Sonnenfinsternis vom 30. August 1905. Ergebnisse Kgl. Preuß. Aeron. Observatorium Lindenberg i. J. 1905. **1** (1906), 111/115.

Über die vom 6. September bis Anfang Oktober (1906) zu Mailand ausgeführten Aufstiege. Procès-verbaux des séances et mémoires. 5. conférence de la commission intern. pour l'aérostation sc. à Milan 1906. Straßburg 1907. S. 53/56.

Die Änderung der Windgeschwindigkeit mit zunehmender Höhe und ihre Beziehung zur Luftdichte. Ebenda. S. 98/102.

Bericht über die aerologische Expedition des Kgl. Aeron. Observatoriums nach Ostafrika im Jahre 1908. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, 1910. 4°. 119 S., 21 Tafeln.

Über Lichtsäulen an Mond und Sonne (gemeinsam mit F. Weidert). Festschrift der Opt. Anstalt C. P. Goerz, Berlin 1911. S. 143.

Ergebnisse von Pilotballonaufstiegen in Amazonien. Assmann-Sonderheft von „Das Wetter" 1915, S. 110 bis 113.

Das Luftschiff als Forschungsmittel in der Arktis. Zeitschrift für Motorluftsch. **16** (1925), 203/204.

Originalmitteilungen

Vorträge auf der Schwingungstagung des Vereins deutscher Ingenieure in Göttingen am 23. und 24. Mai 1929

I. Schwingungen bei Flugzeugen und Schiffen

Angefachte Flügelschwingungen

Von H. G. Küssner, Berlin-Adlershof.

(Mitteilung aus der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof)

I. Beschreibung der Flügelschwingungen und Erklärungsversuche.

Die Entwicklung der Flugtechnik ist mit vielen Unfällen verknüpft. Eine besonders tückische Art von Unfällen sind Schwingungsbrüche von Flügeln. Bei hoher Geschwindigkeit, etwa nach einem steilen Gleitfluge, geraten die Flügel mancher Flugzeuge in heftige Schwingungen, die zum Flügelbruch und Absturz führen können. Diese Schwingungen entstehen nicht etwa durch Resonanz mit den Massenkräften des Motors, sondern werden durch Luftkräfte angefacht, die sich der schwingende Flügel selber erzeugt. Während andere Unfallursachen von Flugzeugen in den meisten Fällen erkannt und abgestellt werden konnten, war man über die Bedingungen, unter denen angefachte Flügelschwingungen entstehen, lange Zeit im unklaren. Obwohl sich einige Forscher um Näherungslösungen und anschauliche Erklärungen dieser Schwingungsvorgänge bemüht haben, fehlte bisher eine Übersicht über die Einflüsse der zahlreichen Veränderlichen, die dem Konstrukteur den Entwurf schwingungssicherer Flugzeuge ermöglicht hätte. Auch die Modellversuche mit schwingenden Flügeln im Windkanal, die bei uns und in England[1]) angestellt worden sind, konnten die gewünschte Übersicht nicht bringen, da die Zahl der Veränderlichen so

[1]) Aeronautical Research Committee, Rep. & Mem. 1177.

groß ist, daß sie mit Versuchsprogrammen kaum zu umfassen ist. Die hier vorhandene Lücke soll die vorliegende rechnerische Untersuchung der angefachten Flügelschwingungen ausfüllen, die ich in der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt ausgeführt habe.

Erklärung der benutzten Formelzeichen:

$a_0\ a_1\ a_2$		Beiwerte der Zirkulation.
A	m	Schlagamplitude.
b	m	halbe Flügelspannweite.
B		Drehamplitude des Flügels.
β		Verdrehwinkel des Flügelprofils, Anstellwinkel.
C		Drehamplitude des Ruders.
γ	m/s	Wirbeldichte des gebundenen Wirbels.
$E\,I$	kgm²	Biegungssteifigkeit.
$\varepsilon\, l$	m	1. Rücklage der elastischen Achse hinter dem Druckpunkt P.
ε	m/s	2. Wirbeldichte des freien Wirbels.
$\zeta\, l$	m	Abstand der Ruderachse von der elastischen Achse.
F	m²	gesamte Flügelgrundfläche.
$f(z)$		elastische Linie des räumlichen Flügels.
$g(z)$		1. Verdrehwinkel des räumlichen Flügels.
g		2. Phasenwinkel der Biegungsdämpfung.
$G\,I_d$	kgm²	Verdrehsteifigkeit, $G\,I_d\,(0)$ in Flügelmitte.
h		Phasenwinkel der Verdrehungsdämpfung.
$k_a\ k_b\ k_c$		Beiwerte der Luftkraft.
$\varkappa\, l$	m	Trägheitsradius des Flügels, auf den Schwerpunkt bezogen; $\varkappa_1\, l$ des Ruders.
K	kg/m²	Luftkraft des Flügels von der Breite 1 und Tiefe 2.
l	m	halbe Flügeltiefe, l_0 in Flügelmitte.
m	kgs²/m²	Flügelmasse je Breiteneinheit.
μ		reduzierte Flügelmasse.
$m_a\ m_b\ m_c$		Beiwerte des Luftmomentes des Flügels.
M	kg/m²	Luftmoment des Flügels von der Breite 1 und Tiefe 2.
$n_a\ n_b\ n_c$		Beiwerte des Luftmomentes des Ruders.
ν	1/s	Schwingungsfrequenz (Kreisfrequenz).
p	1/s²	Reduzierte Biegungssteifigkeit.
q	1/s²	reduzierte Verdrehsteifigkeit des Flügels.
R	m	Krümmungsradius.
ϱ	kgs²/m⁴	Luftdichte.
$\sigma\, l$	m	Rücklage des Flügelschwerpunktes hinter der elastischen Achse.
$\sigma_1\, l$	m	Rücklage des Ruderschwerpunktes hinter der Ruderachse.
$\varphi = p/q$		Steifigkeitsverhältnis
t	s	Zeit.
$V = v\, l \sqrt{q}$	m/s	Fluggeschwindigkeit; V_k kritische Fluggeschwindigkeit
v		reduzierte Geschwindigkeit.
w	m/s	Vertikalgeschwindigkeit.
$x = -\cos\Theta$		1. Koordinate in Richtung der Flügeltiefe für $l = 1$.
$x = l/l_0$		2. Tiefenverhältnis.
y		Koordinate in Lotrichtung für $l = 1$.
z		Koordinate in Richtung der Spannweite für $b = 1$
$\omega = \nu\, l/V$		reduzierte Frequenz; $\omega' = i\,\omega$.

II. Der schwingende Flügel im ebenen Luftstrom.

Der im Luftstrom schwingende Flügel erzeugt um sich eine instationäre Strömung, die der Berechnung auch unter den Voraussetzungen der klassischen Hydrodynamik schwer zugänglich ist. Ich behandele daher zuerst das ebene Problem des schwingenden Flügels.

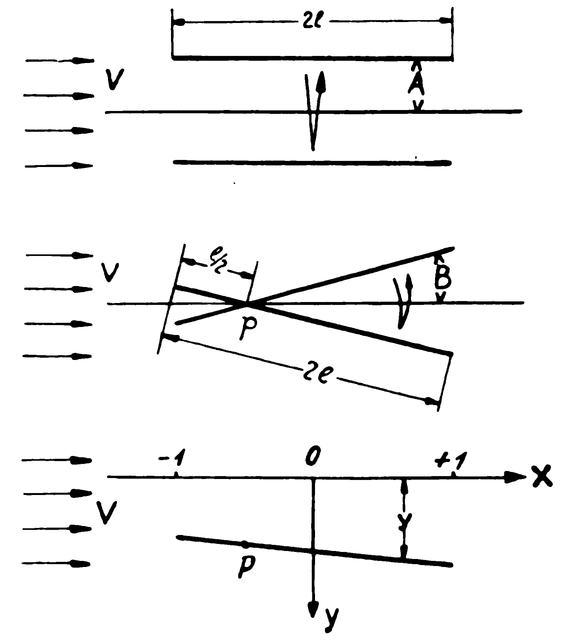


Abb. 1. Zerlegung der Flügelschwingung

Wir denken uns eine ebene Platte von unendlicher Spannweite und von der Tiefe 2 als ganzes um eine Mittellage harmonisch schwingend. Diese Schwingung können wir uns aus einer reinen Schlagschwingung mit der Amplitude A und aus einer reinen Drehschwingung mit der Amplitude B um den Drehpunkt P entstanden denken, siehe Abb. 1. Die Amplituden A, B mögen so klein sein, daß die

Luftkräfte und -momente ihnen proportional sind. Die Lage des Koordinatensystems wählen wir so, daß der Nullpunkt in Flügelmitte liegt. Die halbe Flügeltiefe sei zur Vereinfachung $l = 1$. In komplexer Schreibweise, welche die unerläßliche Vorbedingung für die rechnerische Behandlung des Problems der angefachten Flügelschwingungen ist, können wir die Ordinate y der Flügelbewegung durch

$$y = [A + (x + \tfrac{1}{2}) B] e^{i\nu t} \qquad (1)$$

angeben. Der Strömungsverlauf um diesen schwingenden Flügel wird verschiedener Art sein, je nachdem, welchen Weg in Flugrichtung der Flügel bei einer Schwingung zurücklegt. Zur Kennzeichnung dieses Weges führen wir das π-fache Verhältnis der Flügeltiefe $2l$ zur Wellenlänge L einer Schwingung ein und nennen es die reduzierte Frequenz:

$$\omega = \frac{2\pi l}{L} = \frac{\nu l}{V} \qquad (2)$$

Legt der Flügel bei einer Schwingung einen großen Weg zurück, ist also die reduzierte Frequenz ω klein, so wird sich eine annähernd stationäre Strömung ausbilden können. Wir können dann die Luftkräfte und -momente aus dem Anstellwinkel und der Bahnkrümmung berechnen und gelangen zu der Näherungslösung, die bisher bei der theoretischen Behandlung der Flügelschwingungen benutzt wurde. Der Anstellwinkel eines Flügelelementes gegen die Strömung ist:

$$\left.\begin{aligned} \beta(x) &= \frac{dy}{dx} = \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial x} \cdot \frac{dt}{dx} \\ &= \left[i\omega A + \left(\frac{i\omega}{2} + i\omega x + 1\right) B \right] e^{i\nu t} \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Die Flügeltangenten hüllen bei fortschreitender Flügelbewegung eine Sinuslinie ein, welche die Krümmung hat:

$$\frac{1}{R} \sim \frac{\partial^2 y}{\partial x\, \partial (Vt)} = i\omega B e^{i\nu t}, \qquad (4)$$

wobei x die Abzsisse des Flügels und Vt die Abszisse der Flügelbahn bedeutet. Die Luftkräfte, die auf den schwingenden Flügel wirken, sind die gleichen, als wenn der Flügel selber gekrümmt wäre, jedoch keine Drehbewegung ausführte. Der Auftrieb des Flügels für einen Abschnitt von der Breite 1 ist daher näherungsweise:[2])

$$\left.\begin{aligned} K &\sim \pi \varrho V^2 \left[2\beta(0) + \frac{1}{R} \right] \\ &\sim \pi \varrho V^2 [2 i\omega A + (2 + 2 i\omega) B] e^{i\nu t} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

und entsprechend ist das Moment um den Druckpunkt P:

[2]) S. a. Hütte, 25. Aufl., Bd. I, S. 385.

$$M_0 \sim \pi \varrho V^2 \frac{1}{R} = \pi \varrho V^2 i\omega B e^{i\nu t} \qquad (5a)$$

Aus Beobachtungen und Experimenten hat sich ergeben, daß bei angefachten Flügelschwingungen die reduzierte Frequenz ω wesentlich größer ist, als sie den Annahmen dieser Näherungslösung entspricht. Wir wollen daher die ebene instationäre Strömung um den schwingenden Flügel für beliebige Werte der reduzierten Frequenz exakt berechnen. Die Ansätze hierzu hat Birnbaum in seiner Dissertation Göttingen 1922 angegeben.[3]) Er gelangte jedoch ebenfalls nur zu Näherungslösungen für kleine Werte der reduzierten Frequenz. Ich entwickelte daher die exakte Lösung der Birnbaumschen Ansätze für beliebige Werte der reduzierten Frequenz. Eine auftrieberzeugende Fläche können wir uns nach Prof. Prandtl durch eine Anzahl gebundener Wirbel ersetzt denken, die nach außen dieselbe Wirkung haben, wie ein materieller Flügel. Schwingt der Flügel im Luftstrom, so sind auch diese Wirbel zeitlich veränderlich. Wir nehmen an, daß sie ebenso wie die Flügelbewegung harmonische Funktionen der Zeit sind und machen für die Verteilung dieser gebundenen Wirbel den Ansatz:

$$\left.\begin{aligned} \gamma(\Theta, t) = V \Big[& a_0 \operatorname{cotg} \frac{\Theta}{2} + i\omega a_1 \sin\Theta \\ & - \omega^2 a_2 \sin 2\Theta + - \Big], \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

wobei $\cos\Theta = - x$ ist. Das erste Glied gibt die Wirbelverteilung einer ebenen Platte bei stationärer Strömung, die folgenden bringen die Wirkung der instationären Strömung. Bei jeder zeitlichen Änderung der Dichte der gebundenen Wirbel γ lösen sich freie Wirbel ε von der Hinterkante des Flügels ab und schwimmen mit dem Luftstrom weg. Aus dem Satz von der Erhaltung der Wirbelstärke folgt die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma + \varepsilon) = \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} = 0. \qquad (7)$$

Daraus folgt bei konstanter Fluggeschwindigkeit $V = dx/dt$ und harmonischer Schwingung die Dichte des freien Wirbels

$$\varepsilon = i\omega e^{-i\omega x} \int_x^{-1} e^{i\omega x} \gamma(x, t)\, dx, \qquad (8)$$

wobei vor dem Flügel ($x < -1$) wirbelfreie Strömung herrsche. Die Dichte des gebundenen Wirbels haben wir nun so zu bestimmen, daß die dadurch erzeugte vertikale Luftgeschwindigkeit an der Flügelkontur mit der Schlaggeschwindigkeit des Flügels übereinstimmt. Diese folgt einerseits geometrisch aus der Schwingungsbewegung (Gl. 1) durch Ableiten nach der Zeit:

[3]) Z. A. M. M. 1924, S. 277.

$$\left.\begin{aligned} w(x,t) &= \frac{dy}{dt} = \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial y}{\partial x}\cdot\frac{dx}{dt} \\ &= V\left[i\,\omega A + \left(\frac{i\,\omega}{2} + i\,\omega\,x + 1\right)B\right]e^{i\nu t} \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

und ist andererseits nach dem Biot-Savartschen Gesetz:

$$\left.\begin{aligned} w(x',t) &= \frac{1}{2\pi}\cdot\int_{-1}^{\infty}\frac{\gamma(x,t)+\varepsilon(x,t)}{x'-x}\,dx \\ &= V\,e^{i\nu t}\left[\frac{a_1}{2} + a_2(2 - 2\,\omega' x') + a_3(12 - 12\,\omega' x' + 6\,\omega'^2 x'^2) + \ldots\right] \\ &+ V\,e^{i\nu t - i\omega x'}\left[a_0\left(\frac{1}{2} - \frac{\omega'^2}{8} + \frac{\omega'^3}{8} - \frac{5\,\omega'^4}{128} + \frac{3\,\omega'^5}{256} - \frac{5\,\omega'^6}{2304} + - \ldots\right)\right. \\ &+ a_0\left(-\frac{\omega'}{2} + \frac{\omega'^2}{4} - \frac{\omega'^3}{8} + \frac{\omega'^4}{32} - \frac{\omega'^5}{128} + \frac{\omega'^6}{768} - + \ldots\right)\ln\xi\,\omega' \\ &+ a_1\left(-\frac{1}{2} + \frac{\omega'^2}{8} + \frac{5\,\omega'^4}{128} + \frac{5\,\omega'^6}{2304} + \ldots\right) + a_1\left(-\frac{\omega'^2}{4} - \frac{\omega'^4}{32} - \frac{\omega'^6}{768} - \ldots\right)\ln\xi\,\omega' \\ &\left.+ a_2\left(-2 + \frac{\omega'^2}{2} - \frac{3\,\omega'^4}{32} - \frac{17\,\omega'^6}{1152} - \frac{43\,\omega'^8}{73728} - \ldots\right) + a_2\left(\frac{\omega'^4}{8} + \frac{\omega'^6}{96} + \frac{\omega'^8}{3072} + \ldots\right)\ln\xi\,\omega' \ldots\right] \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Darin bedeutet $\omega' = i\,\omega$ und $\ln\xi\,\omega' = -0{,}11593 + i\,\pi/2 + \ln\omega$. Durch Vergleich der rationalen x-Potenzen der geometrischen und aerodynamischen Ausdrücke für die Schlaggeschwindigkeit (Gl. 9 und 10) folgen die Beiwerte:

$$a_1 = 2\,i\,\omega\,A + (4 + i\,\omega)\,B\,; \quad a_2 = -\frac{B}{2}\,, \qquad (11)$$

während die weiteren Beiwerte $a_3\,a_4$ verschwinden. Der noch fehlende Beiwert a_0 ergibt sich schließlich durch Vergleich der beiden Ausdrücke (Gl. 9 und 10) an der Stelle $x = 0$.

Da wir nun die Dichte des gebundenen Wirbels γ kennen, ist der zeitlich veränderliche Auftrieb des schwingenden Flügels:

$$\left.\begin{aligned} K &= \varrho\,V\int_{-1}^{+1}\gamma(x,t)\,dx \\ &= \pi\,\varrho\,V^2\left(a_0 + \frac{i\,\omega\,a_1}{2}\right)e^{i\nu t} \\ &= \pi\,\varrho\,V^2\,(A\,k_a + B\,k_b)\,e^{i\nu t}\,, \end{aligned}\right\} (12)$$

wobei wir zur besseren Übersicht die neuen Beiwerte $k_a\,k_b$ einführen. Ebenso ergibt sich das Moment des Flügels um den Druckpunkt P:

$$\left.\begin{aligned} M_0 &= \varrho\,V\int_{-1}^{+1}\gamma(x,t)\left(x + \frac{1}{2}\right)dx \\ &= \pi\,\varrho\,V^2\left(\frac{i\,\omega\,a_1}{4} + \frac{\omega^2\,a_2}{4}\right)e^{i\nu t} \\ &= \pi\,\varrho\,V^2\,(A\,m_a + B\,m_b)\,e^{i\nu t} \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Sehen wir einen anderen Punkt des Flügels als Drehpunkt an, etwa die elastische Achse E, die im Abstand ε hinter dem Druckpunkt liegen möge, so ist das Moment um diesen Punkt:

$$M = M_0 - \varepsilon\,K\,. \qquad (14)$$

In ähnlicher Weise kann man die Luftkräfte und -momente für einen Flügel mit mitschwingendem Querruder bestimmen, wobei als neue Amplitude die Ruderdrehamplitude c und entsprechende neue Beiwerte für das Rudermoment hinzukommen.[4])

III. Entstehung angefachter Flügelschwingungen

Wir denken uns den Flügel als Ganzes gegen Auslenkung und Verdrehung federnd gelagert. Wir unterscheiden den Drehpunkt P, die elastische Achse E und den Schwerpunkt S, siehe Abb. 2.

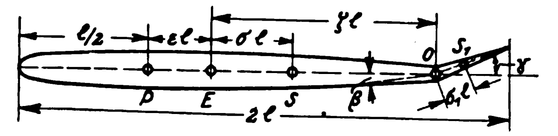


Abb. 2. Flügel mit schwingendem Ruder

Um dynamische Ähnlichkeit zu erzielen, führen wir die Kennwerte ein:

$$\mu = \frac{\text{Masse des Flügels}}{\text{Masse des umbeschriebenen Luftzylinders,}}$$

$$p = \frac{\text{Elastische Kraft gegen Verschiebung um 1 m}}{\text{Masse des umbeschriebenen Luftzylinders,}}$$

$$4\,q = \frac{\text{Elastisches Moment gegen Verdrehung des Flügels um 1}}{\text{Massenträgheitsmoment des umbeschriebenen Luftzylinders.}}$$

Entsprechendes gilt für ein etwa mitschwingendes Querruder. Den Einfluß der Baustoffdämpfung berücksichtigen wir am besten, indem wir zwischen den elastischen Kräften und den Formänderungen

[4]) An dieser Stelle sei auf den ausführlichen Bericht des Verfassers über Flügelschwingungen in der „Luftfahrtforschung" 1929, Band 4 verwiesen, der auch einige Literaturangaben enthält. Die hier wiedergegebenen Abbildungen hat der Verlag der „Luftfahrtforschung" freundlichst zum Abdruck freigegeben.

geringe Phasenverschiebungen g, h einführen.[5]) Diese Annahme führt auf eine elliptische Hysteresisschleife, welche mit den Meßwerten genügend genau übereinstimmt und im praktisch wichtigen Spannungsbereich von der Frequenz unabhängig ist. Wir können uns dann von den am Flügel wirkenden Kräften und Momenten, die sämtlich mit guter Annäherung harmonische Funktionen der Zeit sein werden, folgendes Schema machen:

IV. Rechenbeispiele

Als Abszisse der folgenden Kurven ist das Verhältnis der Biegungs- zur Verdrehsteifigkeit $\varphi = p/q$ aufgetragen. Kleine Werte von φ (0,1 ÷ 1) entsprechen Eindeckern, die größeren Doppeldeckern. Als Ordinate ist die reduzierte Geschwindigkeit v aufgetragen, aus der die wahre kritische Geschwindigkeit nach der Gleichung:

Dynamisches Stabilitätskriterium für den ebenen Schlagflügel.

A. Schlag	B. Flügeldrehung	C. Ruderdrehung	Amplitude
$V^2 k_a - \nu^2 \mu + p\, e^{ig}$	$V^2 k_b - \nu^2 \mu \sigma$	$V^2 k_c - \nu^2 \mu_1 \sigma_1$	Kraft
$V^2 m_a - \nu^2 \mu \sigma$	$V^2 m_b - \nu^2 \mu (\varkappa^2 + \sigma^2) + q\, e^{ik}$	$V^2 m_c - \nu^2 \mu_1 (\varkappa_1^2 + \sigma_1^2 + \sigma_1 \zeta)$	Rudermoment
$V^2 n_a - \nu^2 \mu_1 \sigma_1$	$V^2 n_b - \nu^2 \mu_1 (\varkappa_1^2 + \sigma_1^2 + \sigma_1 \zeta)$	$V^2 n_c - \nu^2 \mu_1 (\varkappa_1^2 + \sigma_1^2)$	Flügelmoment
Luft-, Massen-, elastische	Luft-, Massen-, elastische	Luft-, Massen-	Wirkung

$$V_k = v\, l \sqrt{q} \quad \text{m/s}$$

zu berechnen ist.

Dieses Schema stellt ein homogenes System linearer Gleichungen für die Amplituden A B C dar, wenn Gleichgewicht zwischen allen Kräften und Momenten besteht. Angefachte Flügelschwingungen mit endlichen Amplituden können offenbar nur dann entstehen, wenn die komplexe Nennerdeterminante dieses Gleichungssystems verschwindet.[6]) Da sowohl ihr reeller wie ihr imaginärer Anteil für sich verschwinden muß, folgen hieraus zwei Gleichungen für die Berechnung der kritischen Geschwindigkeit V und der Schwingungsfrequenz ν. Eine spezielle Lösung erhalten wir für die Frequenz o. Die Determinante verschwindet, wenn

$$-2\,\varepsilon V^2 + q = 0 \qquad (15)$$

wird. Dies ist das statische Stabilitätskriterium. Der Flügel kippt bei einer gewissen Geschwindigkeit aperiodisch aus, falls seine elastische Achse hinter dem Druckpunkt liegt.

Bemerkenswert ist, daß der Flügel ohne Ruder nur dann in angefachte Schwingungen geraten kann, wenn die Massenkopplung

$$\mu(\varepsilon + \sigma) > \frac{1}{2}$$

ist. Schwingungen sind also nur dann möglich, wenn der Schwerpunkt S hinter dem Druckpunkt P liegt.

Es bleiben als unabhängige Variable $\mu, \varepsilon, \varkappa, \sigma$. Die Abb. 3—6 zeigen den Einfluß der Flügelmasse μ, die Lage der elastischen Achse ε und des Trägheitsradius $\varkappa$ auf die kritische Geschwindigkeit. Die durch Gl. 15 gegebene statische Stabilitätsbedingung ist in den Abbildungen nicht besonders berücksichtigt. Die räumliche Lage des Schwerpunktes ist überall

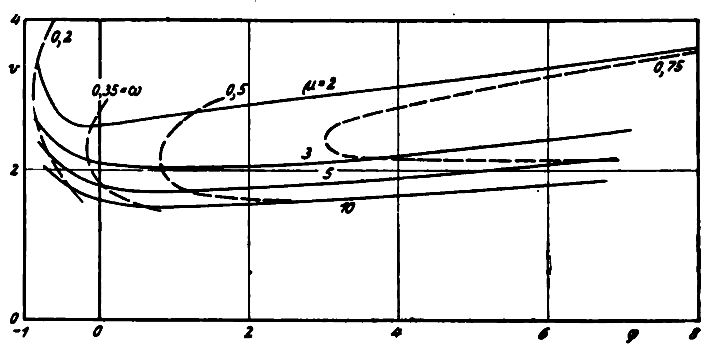


Abb. 3. Reduzierte kritische Geschwindigkeit v für $\varepsilon = 0$, $\varkappa^2 = 0$, $\sigma = 0{,}3$

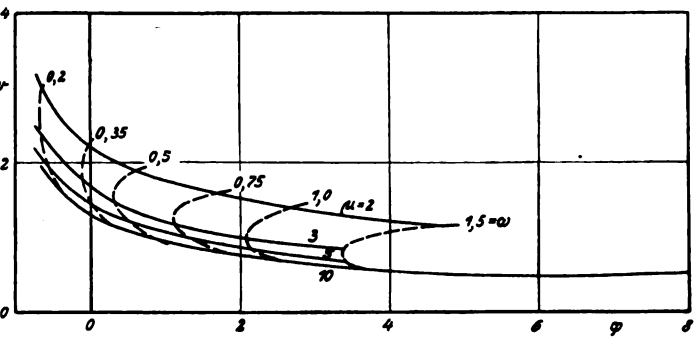


Abb. 4. Reduzierte kritische Geschwindigkeit v für $\varepsilon = 0$, $\varkappa^2 = 0{,}3$, $\sigma = 0{,}3$

[5]) Das logarithmische Dekrement ist gleich dem π-fachen dieser Phasenverschiebungen.

[6]) Dieses Kriterium für die Entstehung von Schwingungen wird neuerdings auch in der theoretischen Optik angewandt, wenn anschauliche Denkungsweisen versagen.

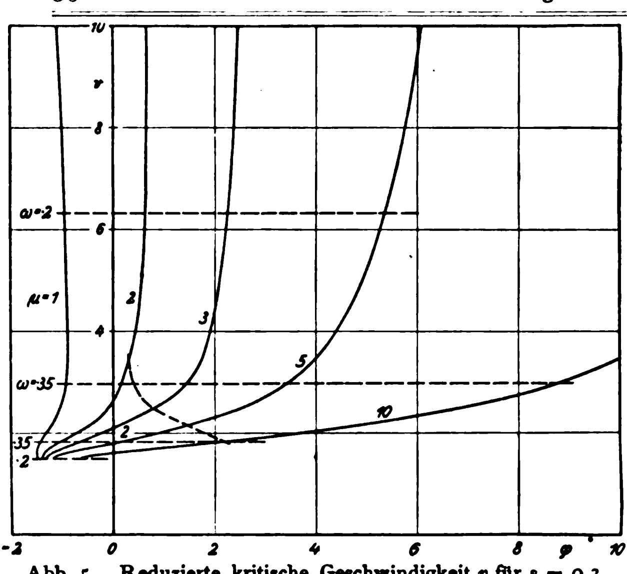


Abb. 5. Reduzierte kritische Geschwindigkeit v für $\varepsilon = 0,3$, $\varkappa^2 = 0$, $\sigma = 0$

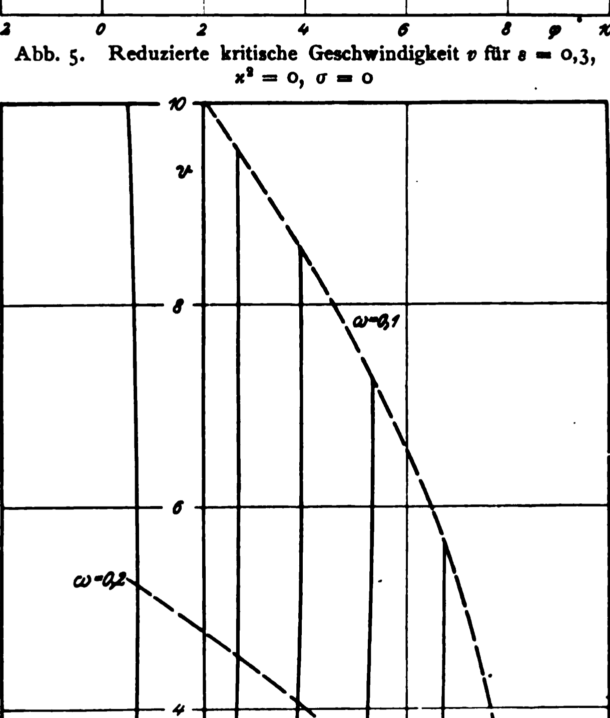


Abb. 6. Reduzierte kritische Geschwindigkeit v für $\varepsilon = 0,3$, $\varkappa^2 = 0,3$, $\sigma = 0$

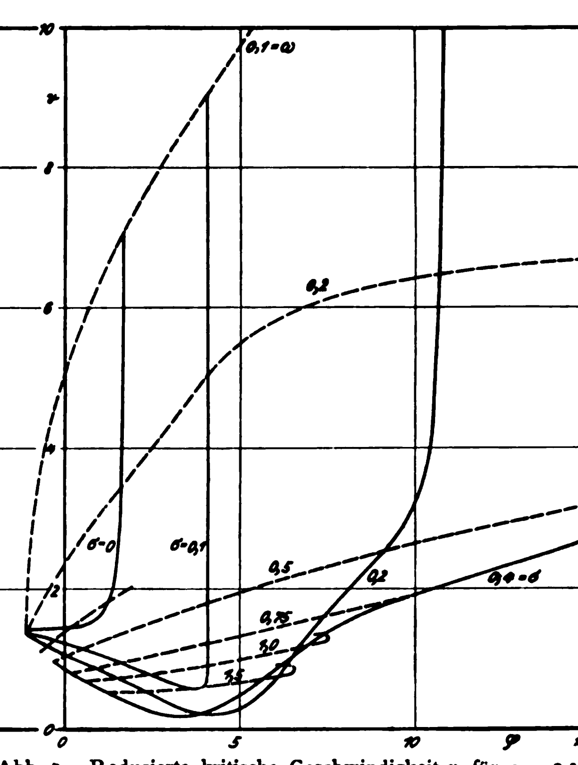


Abb. 7. Reduzierte kritische Geschwindigkeit v für $\varepsilon = 0,3$, $\varkappa^2 = 0,3$, $\mu = 5$

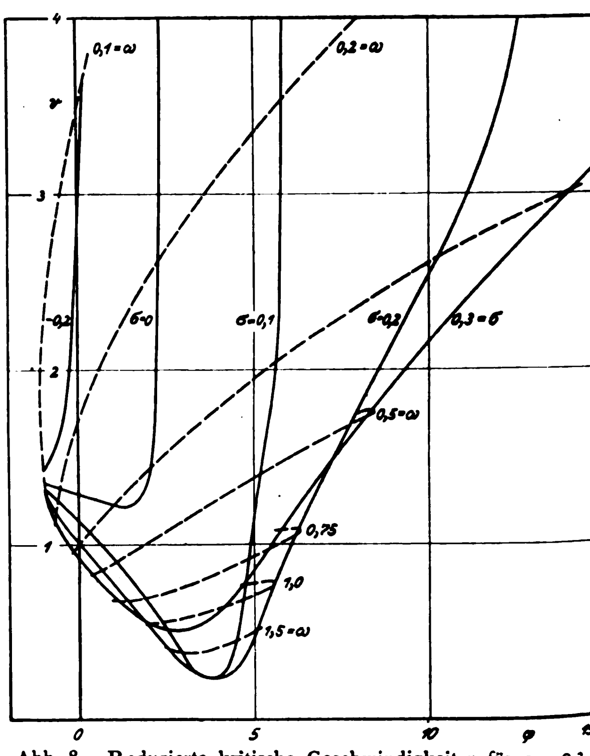


Abb. 8. Reduzierte kritische Geschwindigkeit v für $\varepsilon = 0,3$, $\varkappa^2 = 0,3$, $\mu = 10$

die gleiche, nämlich in $^2/_5$ der Flügeltiefe. Bei vornliegender elastischer Achse ist die kritische Geschwindigkeit niedriger, im Gegensatz zum statischen

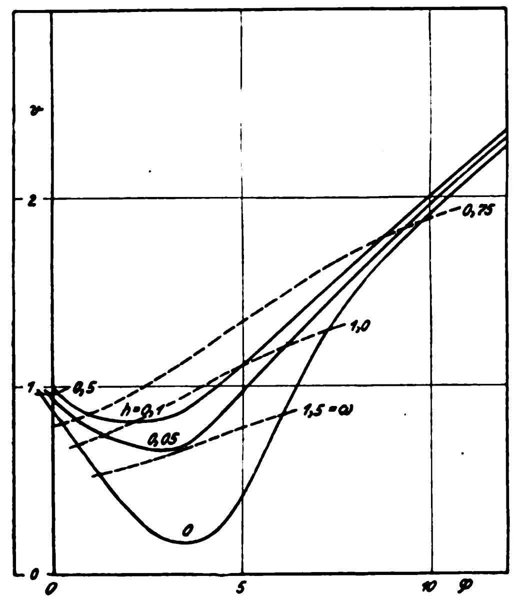


Abb. 9. Reduzierte kritische Geschwindigkeit v bei reiner Verdrehungsdämpfung des Flügels für $\mu = 5$, $s = 0{,}3$, $\varkappa^2 = 0{,}3$, $\sigma = 0{,}4$

Stabilitätskriterium, weshalb eine optimale Lage der elastischen Achse zu erwarten ist. Flügel mit Punktmassen schwingen auch noch, haben aber höhere kritische Geschwindigkeit. Die Abb. 7, 8

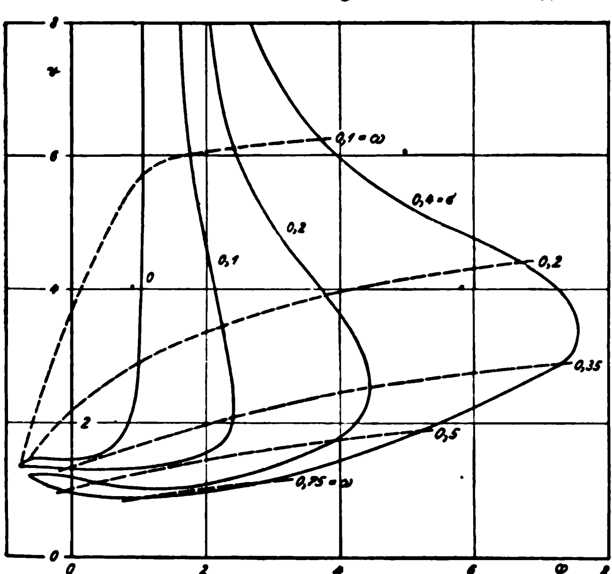


Abb. 10. Flügel mit Biegungs- und Verdrehungsdämpfung $g = h = 0{,}1$, $\mu = 5$, $s = 0{,}3$, $\varkappa^2 = 0{,}3$

zeigen den Einfluß der Schwerpunktlage σ bei verschiedener Flügelmasse. Die Lage der elastischen Achse und der Trägheitsradius bleiben unverändert.

Bemerkenswert ist, daß es bei gewissen Steifigkeitsverhältnissen φ im Doppeldeckerbereich tiefe Minima der kritischen Geschwindigkeit gibt. Diese Minima stellen ziemlich labile Gleichgewichtszustände dar, welche schon durch eine geringe Baustoffdämpfung gestört werden können, wie die folgenden Abb. 9, 10 zeigen. Bei kleinen Steifigkeitsverhältnissen, also

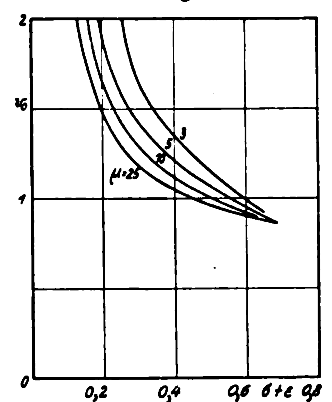


Abb. 11. Reduzierte kritische Geschwindigkeit v_0 bei geringer Biegungssteifigkeit ($\varphi = 0$)

im Eindeckerbereich, ist der Einfluß der Baustoffdämpfung durchweg gering.

Abb. 11 zeigt die reduzierte Geschwindigkeit von Eindeckerflügeln, die meist so geringe Biegesteifigkeit haben, daß man das Steifigkeitsverhältnis $\varphi \sim 0$ setzen kann. Als Abszisse ist die räumliche Schwerpunktlage $\varepsilon + \sigma$ aufgetragen. Im praktisch

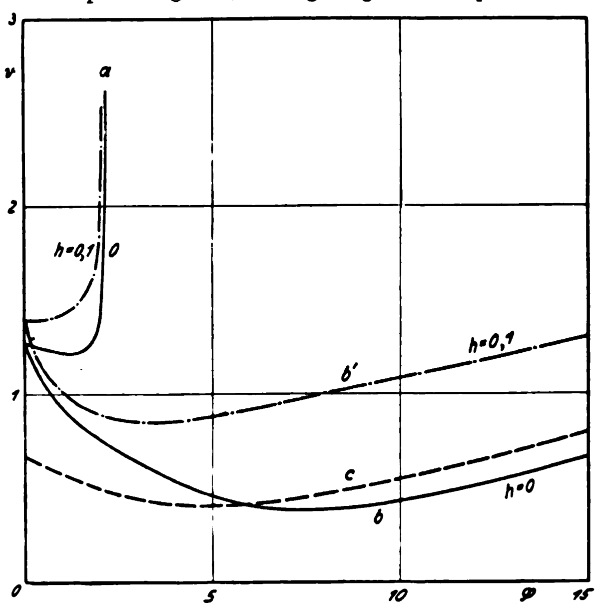


Abb. 12. Einfluß der elastischen Achse bei reiner Verdrehungsdämpfung und Einfluß des mitschwingenden Ruders für $\mu = 10$

Kurve a: $s = 0{,}3$, $\varkappa^2 = 0{,}3$, $\sigma = 0$

Kurve b: $s = 0$, $\varkappa^2 = 0{,}3$, $\sigma = 0{,}3$

Kurve c: Flügel mit Ruder, $s = 0{,}3$, $\varkappa^2 = 0{,}3$, $\sigma = 0$

wichtigen Bereich schwankt die reduzierte Geschwindigkeit zwischen 1 und 2. Der Einfluß der Flügelmasse ist gering.

Schwingt der Flügel mit losem Ruder, so haben wir zur Berechnung der kritischen Geschwindigkeit eine 9gliedrige komplexe Determinante zu lösen. Dies erfordert bereits eine umfangreiche Rechenarbeit. Das lose mitschwingende Ruder vermindert die kritische Geschwindigkeit fast auf die Hälfte, s. Abb. 12. Der Flügel mit Ruder (Kurve *c*) verhält sich ähnlich wie ein Flügel ohne Ruder (Kurve *b*) mit verminderter Verdrehsteifigkeit und nach vorn verschobener elastischer Achse. Die zusätzliche Ruderschwingung verursacht außerdem zusätzliche Wirbelverluste, die in ihrer Wirkung einer Verdrehungsdämpfung (Kurve *b*) nahe kommen.

V. Übertragung der Ergebnisse auf Flugzeugflügel

Wir können annehmen, daß die Strömung um den schwingenden Flügel endlicher Spannweite, der sich im Unterschied zu dem oben behandelten ebenen Flügel in sich verbiegen und verdrehen möge, im ganzen ähnlich verläuft wie beim ebenen Flügel mit unendlicher Spannweite. Wir denken uns daher die räumliche Strömung in parallele ebene Elemente zerlegt, die sich gegenseitig nicht stören mögen. Die Störung kann jedenfalls nicht erheblich sein, da die neu entstehenden und auch rasch vergehenden Wirbel γ und ε nur geringe Zeit zur Fernwirkung auf die Nachbarwirbel haben. Da beim Flügel endlicher Spannweite gegebene Winkeländerungen, also Schlag- und Drehamplitude, kleinere Kraftwirkungen erzeugen werden als in vollkommen ebener Strömung, führen wir in die für ebene Strömung berechneten Luftkräfte und Momente den Faktor $\eta = 0{,}7$ ein und beziehen die Kennwerte auf einen Luftzylinder mit entsprechend verminderter Luftdichte. Abweichend von den in Abschnitt III getroffenen Annahmen ist dann

$$\mu = \frac{m}{\pi\,\eta\,\varrho\,l^2}\,;\; p = \frac{E\,I}{\pi\,\eta\,\varrho\,b^4\,l_0^{\,2}};\; q = \frac{G\,I_d}{\pi\,\eta\,\varrho\,b^2\,l_0^{\,4}}\,.$$

In dem Faktor η ist neben dem Einfluß der endlichen Spannweite des Flügels auch der Luftreibungseinfluß enthalten.

Wir nehmen ferner an, daß ebenso wie bei ebener Strömung die Wirbeldichte proportional der

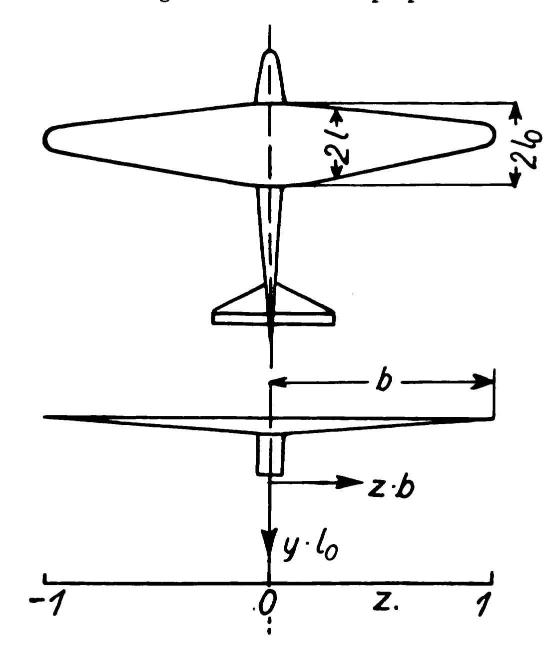


Abb. 13. Skizze eines Flugzeuges zur Erklärung der Koordinaten

Flügeltiefe ist, was bei verjüngten Flügeln recht gut zutrifft. Von Formänderungen, die durch statische Vorbelastung und Profilwölbung erzeugt werden, wollen wir absehen, da diese zu keiner aerodynamischen Instabilität Anlaß geben. Wir führen die dimensionslose Koordinate z in Richtung der Spannweite ein (s. Abb. 13) und machen für die Durchbiegung und Verdrehung des Flügels ohne Ruder die harmonischen Ansätze

$$y = A\cdot f(z)\,e^{i\nu t}; \quad \beta = B\cdot g(z)\,e^{i\nu t}. \tag{16}$$

Führen wir noch das Verhältnis der Flügeltiefen $x = l/l_0$ ein, so erhalten wir für die am Flugzeugflügel wirkenden Momente ein ähnliches Schema wie beim ebenen Schlagflügelproblem, Abschnitt III.

Dynamisches Stabilitätskriterium für Flugzeugflügel

A. Biegung	B. Flügelverdrehung	Amplitude
$\int\limits_z^1\!\!\int\left(\frac{V^2}{l^2}k_a - \nu^2\mu\right)x^2 f(z)\,dz^2 + p(z)\cdot\frac{d^2 f(z)}{d\,z^2}$	$\int\limits_z^1\!\!\int\left(\frac{V^2}{l^2}k_b - \nu^2\mu\,\sigma\right)x^3 g(z)\,d\,z^2$	Biegemoment
$\int\limits_z^1\left(\frac{V^2}{l^2}m_a - \nu^2\mu\,\sigma\right)x^3 f(z)\,dz$	$\int\limits_z^1\left(\frac{V^2}{l^2}m_b - \nu^2\mu\,(x^2+\sigma^2)\right)x^4 g(z)\,d\,z + q\,(z)\cdot\frac{d\,g(z)}{d\,z}$	Verdrehmoment
Luft-, Massen-, elastische	Luft-, Massen-, elastische	Wirkung

Die Entstehung angefachter Flügelschwingungen ist wieder an das Verschwinden der hierdurch gegebenen komplexen Nennerdeterminante gebunden, und zwar muß diese für alle Werte von z verschwinden, was durch fortgesetzte graphische Näherungsintegration erreichbar ist.[7]) Das statische Stabilitätskriterium folgt aus dem angegebenen Schema wieder bei verschwindender Frequenz $\nu = 0$ und ist:

$$-\frac{V^2}{l^2}\cdot\int_z^1 2\,\varepsilon\,x^2\,g(z)\,d\,z + q(z)\cdot\frac{d\,g(z)}{d\,z} = 0$$

Für den kritischen Staudruck, bei dem Flügelschwingungen einsetzen, gelangen wir schließlich zu folgender Näherungsformel:

$$\frac{\varrho\,V_k^2}{2} = k\cdot\frac{G\,I_d(0)}{F^2}$$

Darin ist k eine Bauzahl, die für eine bestimmte Bauart, z. B. vielholmige Junkersbauart, unabhängig von der Flügelgröße ist, aber sämtliche übrigen Variablen enthält.

Für den Junkers-Metalleindecker A 20 ergab das statische Stabilitätskriterium in 3. Näherung $k = 10{,}7$, das dynamische Kriterium in 2. Näherung $k = 9{,}0$. Die kritische Geschwindigkeit, bei der Flügelschwingungen entstehen, liegt rechnerisch bei etwa 200 m/s und dürfte, auch wenn man die Volumenänderung der Luft bei so hoher Geschwindigkeit berücksichtigt, höher als die praktisch erreichbare Geschwindigkeit liegen. Modellversuche an anderen Flügeln[8]) im Windkanal ergaben $k = 10 \div 14$.

An Stelle der angegebenen genauen Berechnung reicht oft ein einfacheres Verfahren aus. Es besteht darin, daß man sich die Flügelenden abgeschnitten denkt und mit einer derartigen Federung versieht, daß sie rein elastisch ebenso schwingen, als wenn sie noch mit dem Flugzeug zusammenhingen. Man kann dann die Ergebnisse des ebenen Schlagflügelproblems unmittelbar auf den Flugzeugflügel übertragen. Nach diesem vereinfachten Verfahren wurde für die Eindecker

Junkers A 20: $k = 10$; $V_k = 213$ m/s,
Messerschmitt M 20: $k = 17{,}7$; $V_k = 344$ m/s.

erhalten.

VI. Zusammenfassung

Die kritische Geschwindigkeit eines schwingenden Flügels in ebener Strömung konnte exakt berechnet werden. Der Einfluß der Baustoffdämpfung ist bei Eindeckern gering, kann dagegen bei Doppeldeckern erheblich sein.

Die Größe der kritischen Geschwindigkeit hängt vorwiegend von der Verdrehsteifigkeit des Flügels ab. Ein lose mitschwingendes Querruder wirkt ähnlich wie eine Verminderung der Verdrehsteifigkeit. Es genügt, den Einfluß der Massen- und Steifigkeitsverteilung durch eine Bauzahl zu erfassen, die für eine bestimmte Flügelbauart unabhängig von der Flügelgröße ist und damit dem Konstrukteur die Vorausberechnung der Schwingungsgefahr gestattet.

[7]) „Luftfahrtforschung" 1929, Band 4, S. 55.
[8]) J. Essers, Dissertation Charlottenburg 1929.

(Eingegangen am 6. Juli 1929)

Experimentelle Untersuchung von Flügelschwingungen

Von Ilse Essers, Kiel

(Mitteilung aus der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof)

Inhalt: Versuche über Flügelschwingungen: a) angefachte Flügelschwingungen; Versuche im Windkanal; b) Ermüdungsschwingungen; (kleine Resonanzschwingungen einzelner Konstruktionsglieder die Materialermüdung zur Folge haben.) Versuche im fliegenden Flugzeug.

I. Einleitung

Den Anlaß zu den Versuchsarbeiten gaben einige Flugunfälle, die auf Schwingungen von Flugzeugflügeln zurückzuführen waren.

Zwei verschiedene Arten von Schwingungen können dem Flugzeug gefährlich werden: 1. angefachte Flügelschwingungen, das sind gekoppelte Schwingungen, die infolge des Zusammenwirkens von Massenverteilung, aerodynamischen und elastischen Eigenschaften des Flügels bei hohen Fluggeschwindigkeiten entstehen können. 2. Ermüdungsschwingungen, das sind kleine Schwingungen von Konstruktionsgliedern, die beim Flugbetrieb immer wieder auftreten und schließlich zum Ermüdungsbruch lebenswichtiger Konstruktionsteile führen können.

Versuche über Schwingungen der ersten Art wurden an Modellflügeln im Windkanal vorgenommen. Schwingungen der zweiten Art wurden im fliegenden Flugzeug beobachtet und mit Hilfe des Schwingungsschreibers photographisch festgehalten.

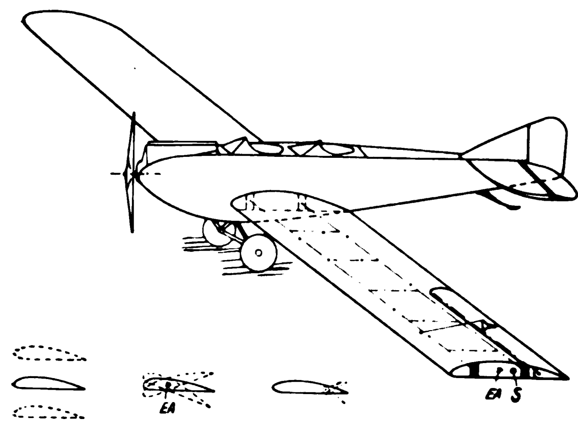
II. Angefachte Flügelschwingungen

Der Flugzeugflügel nach Abb. 1 kann folgende elastischen Schwingungen ausführen: 1. Biegungsschwingungen, 2. Torsionsschwingungen[1]), 3. Querruderschwingungen. Eine beliebige elastische Bewegung des Flügels denken wir uns also zusammengesetzt aus einem Anteil reiner Biegung, einem Anteil reiner Torsion und, wenn der Flügel ein Querruder trägt, einer Querruderbewegung.

[1]) Definition der Torsionsschwingung: Drehschwingung des Flügels um seine elastische Achse, d. h. um diejenige Linie, in welcher eine Kraft angreifen muß, um reine Biegung zu verursachen.

a) **Die Entstehung der angefachten Flügelschwingungen** werde nach Abb. 2 verfolgt

Diese zeigt die Außenrippe eines Flügels, der nur zwei Freiheitsgrade — Biegung und Torsion — besitzt. Ist der Flügel durch eine Böe aus



Biegungs- schwingung Torsions- schwingung Querruder- schwingung EA = elastische Achse S = Schwerachse

Abb. 1. Schwingungsmöglichkeiten eines Flugzeugflügels

seiner Gleichgewichtslage ausgebogen worden, so suchten die elastischen Kräfte, deren Resultierende in der elastischen Achse angreift, ihn in seine Gleichgewichtslage zurückzuführen. Die Massenträgheitskräfte, deren Resultierende im Schwerpunkt angreift, widersetzen sich dieser Beschleunigung und es entsteht ein Moment, das den Flügel beim Aufwärtspendeln zu größeren, beim

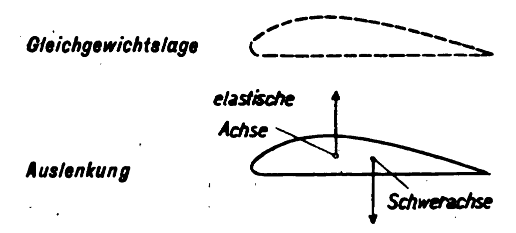


Abb. 2. Das Moment der elastisch rückführenden Kraft und der Massenträgheitskraft verdreht den Flügel beim Aufwärtspendeln zu größeren, beim Abwärtspendeln zu kleineren Anstellwinkeln hin

Abwärtspendeln zu kleineren Anstellwinkeln hin verdreht. Die Vergrößerung des Anstellwinkels hat eine Vergrößerung der Auftriebskraft zur Folge. Die Luftkräfte wirken somit anfachend auf die Schwingungen. Die Größe der Anfachung hängt ab 1. von der Größe des Torsionsmoments, 2. von der Torsionsweichheit des Flügels und 3. von der Größe der Luftkräfte d. h. vom Staudruck also von der Fluggeschwindigkeit.

Abb. 3 zeigt einen Flügel mit Querruder. Das Querruder ist in der Ruderachse drehbar gelagert und wird von Steuerzügen in seiner Normallage gehalten. Letztere sind meistens etwas elastisch. Wir nehmen wieder an, der Flügel pendelt nach einer ersten zufälligen Auslenkung um seine Gleichgewichtslage. Die Massenträgheit des Querruders bewirkt ein Nacheilen desselben. Wir haben somit beim Aufwärtspendeln eine Vergrößerung der Krümmung des Flügelprofils, was eine Vergrößerung der Auftriebskraft zur Folge hat. Beim Abwärtspendeln umgekehrt. Also wirken auch hier die Luftkräfte anfachend auf die gekoppelten Schwingungen.

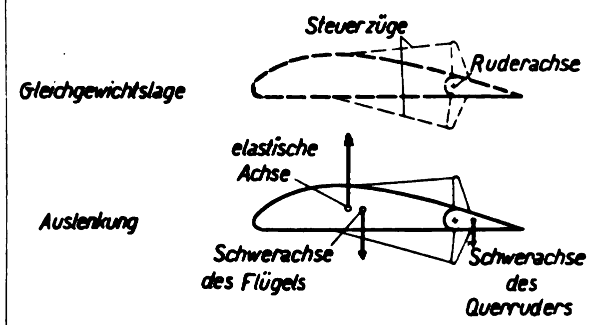


Abb. 3. Die Massenträgheitskraft des Querruders bewirkt bei einer Pendelbewegung des Flügels ein Nacheilen des Querruders

Die Auftriebskraft ist proportional dem Quadrat der Fluggeschwindigkeit v. Die anfachende Wirkung wächst also proportional v^2.

Außer der Anfachung wirken auch Dämpfungen auf die Schwingungen. 1. Dämpfung durch innere Reibung im Konstruktionsmaterial. Diese ist nur von Flügelbauart und Material abhängig. 2. eine Dämpfung durch Luftkräfte (s. Abb. 4). Der Flügel,

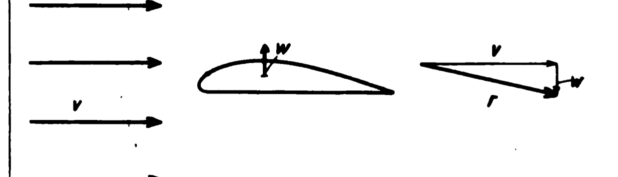


Abb. 4. r = resultierende Anblasrichtung während der Aufwärtsbewegung w

der sich nach oben bewegt, erzeugt sich selbst einen Luftstrom ($-w$). Dieser setzt sich mit der Fluggeschwindigkeit v zu einer Anblasrichtung r zusammen. Dem Normalanblaswinkel überlagert sich somit beim Aufwärtsschwingen ein negativer, beim Abwärtsschwingen entsprechend ein positiver Anblaswinkel. Dies bedeutet für die Schwingung eine Dämpfung. Bei gleicher Vertikalgeschwindigkeit w ergibt sich bei kleiner Fluggeschwindigkeit v eine größere Anblaswinkeländerung als bei großer. Infolgedessen wächst diese Dämpfungswirkung nicht proportional dem Quadrat der Anblasgeschwindigkeit, sondern weniger schnell.

Die gesamte Schwingungsdämpfung setzt sich also aus zwei Gliedern zusammen: das eine ist

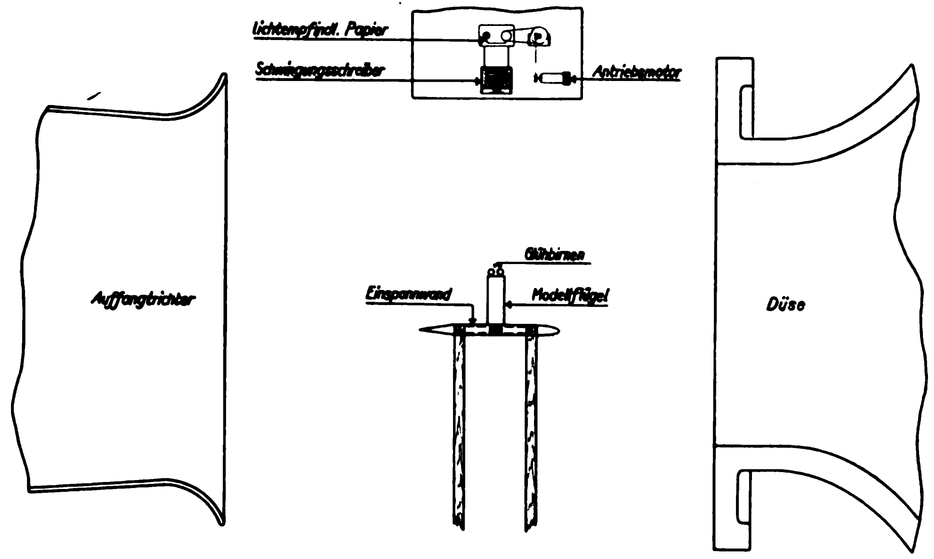


Abb. 5. Versuchseinrichtung im Windkanal

unabhängig von der Fluggeschwindigkeit; das andere wächst mit der Fluggeschwindigkeit, aber weniger schnell als das Quadrat derselben. Demgegenüber wächst die anfachende Wirkung mit dem Quadrat der Fluggeschwindigkeit.

Mit wachsender Fluggeschwindigkeit wird demnach ein Punkt kommen, von wo an die Anfachung größer wird als die Dämpfung, von wo an also angefachte Schwingungen einsetzen. Diese Geschwindigkeit nennen wir die kritische Geschwindigkeit des Flügels.

Bei dieser kurzen Betrachtung wurden Nebenerscheinungen, wie die Änderung des Luftkraftmoments infolge der Änderung des Anblasewinkels, sodann die Einwirkung der Eigenfrequenz der Torsionsschwingung und die durch Dämpfung und Luftkräfte verursachte Phasenverschiebung bei der gekoppelten Schwingung vernachlässigt. Diese Einflüsse alle zu verfolgen, würde zu weit führen ohne das Bild des Entstehens der angefachten Flügelschwingungen wesentlich zu ändern.

b) Versuchseinrichtung

Der Luftschiffbau Zeppelin hatte freundlicherweise für diese Versuche seinen Windkanal zur Verfügung gestellt.

Abb. 5 zeigt die Versuchseinrichtung. Im Meßraum des Windkanals war eine steife Wand aufgebaut als Einspannwand für die Modellflügel. — Um die Schwingungen aufzuzeichnen, waren an der Außenrippe des Modellflügels kleine Glühbirnen befestigt, deren Bewegungen von einem photographischen Apparat, dem Schwingungsschreiber, auf laufendem Band aufgenommen wurden.

Abb. 6 zeigt die Konstruktion der Modellflügel und zwar einen Flügel mit und einen ohne Querruder.

Damit die Versuchsresultate mit den Flügelschwingungsberechnungen verglichen werden können, wurden von diesen Modellflügeln sämtliche Eigenschaften bestimmt, die zur Berechnung der kritischen Geschwindigkeit bekannt sein müssen. So die Massenverteilung des Flügels, Lage der

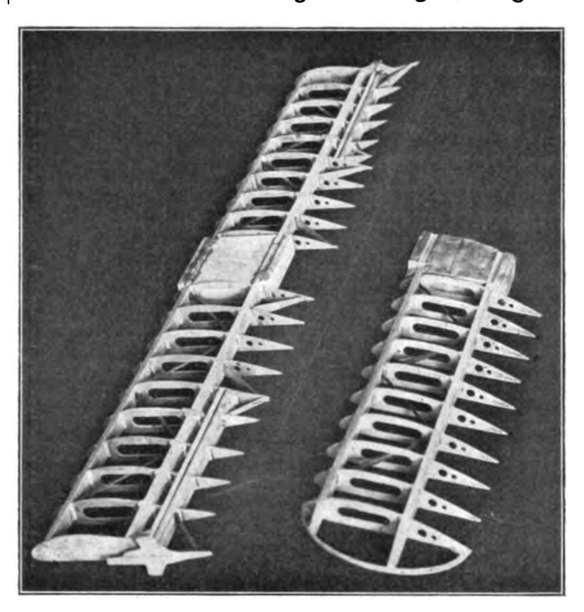


Abb. 6. Modellflügel für Schwingungsmessungen im Windkanal

elastischen Achse, Schwingungsdauer und logarithmisches Dekrement der reinen freien Schwingungen des Flügels. Auch die Polare wurden durchgemessen an einem besonders hierfür gebauten Flügel, der dieselbe Größe, dasselbe Profil und dieselbe Stoffbespannung hatte, wie die Schwingungsmodelle, nur steifere Holme.

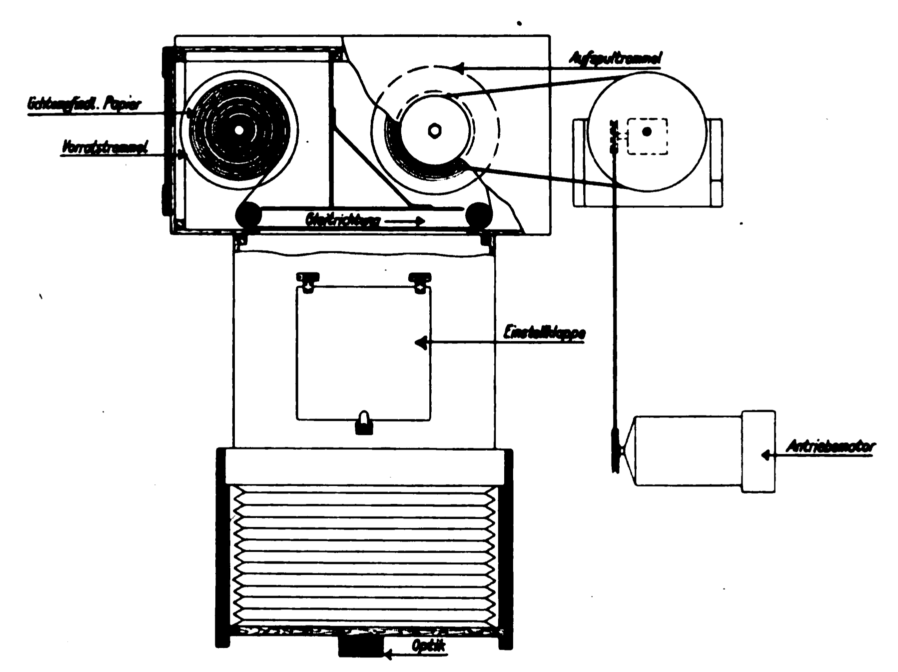


Abb. 7. Der Schwingungsschreiber

Die zum Aufzeichnen der Schwingungen verwendeten Glühbirnen waren sogenannte Medizinlampen (9 mm lang, 2 mm Durchmesser), klein, leicht und dabei lichtstark, also sehr geeignet für Modellmessungen. Solche Glühbirnen wurden mit Siegellack an den Punkten des Modellflügels befestigt, deren Bewegungen interessierten, z. B. an Flügelvorder- und -hinterkante oder in der elastischen Achse, in der Querruderachse und an der Ruderhinterkante.

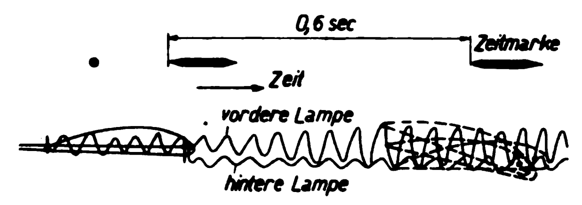


Abb. 8. Ausschnitt aus der Aufnahme einer Modellflügelschwingung

An Stelle der Querruder-Steuerzüge wurden vom Querruderhebel zum Flügel hin Federzüge gespannt, die die Elastizität der Ruderführung wiedergaben.

Abb. 7 stellt den Schwingungsschreiber dar, der die Bewegungen der Glühbirnen auf lichtempfindlichem, laufendem Papier photographiert. (Papier ist bequemer zum Auswerten als Film.) Das Papier gleitet von der Vorratsspule über zwei Leitrollen zur Aufspultrommel, die durch einen Elektromotor angetrieben wird. Zwischen den Leitrollen ist das Bildfeld, vorn ist die Optik, die es belichtet.

Wenn der Papierstreifen stillsteht, zeichnen sich außer den Glühbirnen auch die Flügelkonturen ab, sonst bei laufendem Papier nur die Bahnen der Glühbirnen.

Abb. 8 ist ein Beispiel einer Schwingungsaufnahme. Links hat der Papierstreifen stillgestanden; man sieht Außenrippe und Glühlampen. Dann wurde im Windkanal geblasen. Der Flügel begann zu schwingen. Daraufhin wurde der Papierstreifen in Bewegung gesetzt und die Glühbirnen zeichneten ihre Schwingungsbewegungen auf. Man sieht deutlich, welchen Weg die vordere und welchen die hintere Glühbirne beschrieben hat, und kann an Hand der aufgezeichneten Schwingungsbahnen in jedem beliebigen Augenblick die Folge der Flügellagen rekonstruieren. (Rechts ist ein Beispiel dafür eingezeichnet.)

Das Schwingungsbild bedarf auch eines Zeitmaßstabes. Im Schwingungsschreiber selbst ist darum eine kleine Zeitlampe angebracht. Als Zeitgeber dient eine Weckuhr, an deren Unruh ein elektrischer Kontakt befestigt ist, der den Stromkreis der Zeitlampe öffnet und schließt. In Abständen von 0,6 sek. leuchtet die Zeitlampe auf.

c) Die Versuche

Abb. 9 bringt eine Auswahl der Vergleichsversuche.

Zeile I zeigt Ausschnitte aus den Schwingungsaufnahmen eines Flügels, der erst mit kleiner, dann mit großer Torsionssteifigkeit untersucht wurde. Die beiden Schwingungsaufnahmen links rühren von dem Versuch mit kleiner Torsionssteifigkeit

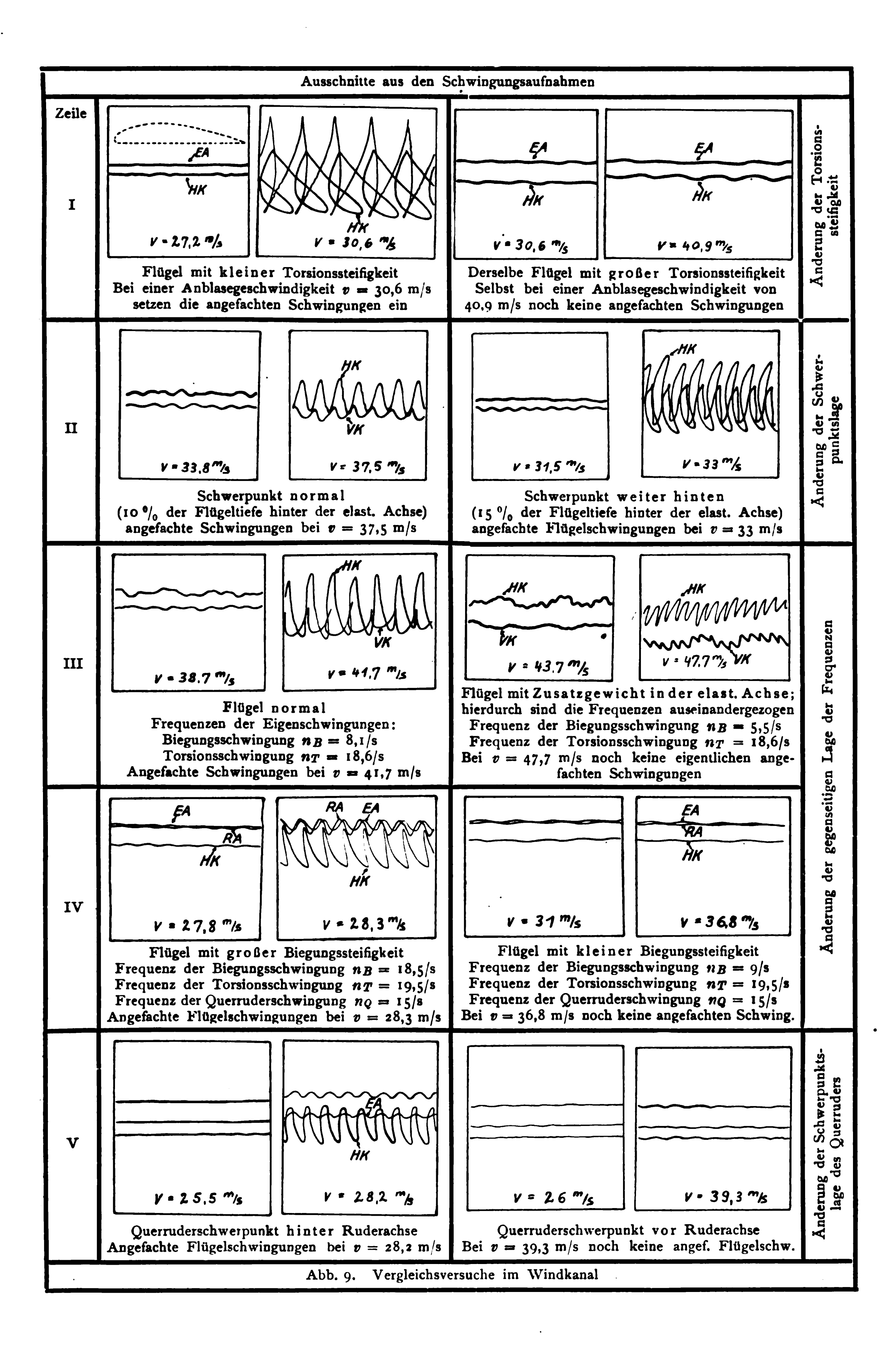


Abb. 9. Vergleichsversuche im Windkanal

her. Man sieht, wie der Flügel in einem Luftstrom von $v = 27,2$ m/sec noch ruhig liegt. Dann wurde die Windgeschwindigkeit vergrößert. Nun setzten bei $v = 30,6$ m/sec starke angefachte Schwingungen ein, wie die zweite Aufnahme zeigt. [Als Vergleichsmaßstab für die Größe der Schwingungsausschläge ist auf der ersten Aufnahme die Flügeltiefe angegeben.[2]] Die Aufnahmen rechts zeigen denselben Flügel mit vergrößerter Torsionssteifigkeit. Nunmehr liegt er bei $v = 30,6$ m/sec noch ruhig, ebenso bei 40 m/sec. Seine kritische Geschwindigkeit liegt also über 40 m/sec.

Zeile II zeigt Vergleichsversuche von einem Flügel, bei dem die Lage des Schwerpunktes variiert wurde. Zuerst lag der Schwerpunkt 10 $^0/_0$ der Flügeltiefe hinter der elastischen Achse. Dann wurden kleine Zusatzgewichte an den Rippenenden angebracht, so daß der Schwerpunkt 15 $^0/_0$ hinter der elastischen Achse lag. Die kritische Geschwindigkeit des Flügels wurde hierdurch von 37 auf 33 m/sec verschoben.

Diese Versuche Zeile I und II illustrieren die anfangs angeführte Überlegung: Das Moment der elastischen rückführenden Kraft und Massenträgheitskraft verursacht die angefachten Schwingungen. Bei einem torsionsweichen Flügel wirkt das Moment stärker als bei einem torsionssteifen. Das Moment wächst proportional dem Abstand zwischen elastischer Achse und Schwerachse.

Bei allen angefachten Flügelschwingungen im Luftstrom wurde eine unveränderliche, dem jeweiligen Flügel eigene Frequenz beobachtet.

Die reinen ungekoppelten Schwingungen des Modellflügels, die Biegungs- und Torsionsschwingung haben voneinander verschiedene Frequenzen. Sie setzen sich zu einer gekoppelten Schwingung zusammen, die unter Einwirkung des Luftstromes nur eine einzige Frequenz aufweist. Diese liegt zwischen den beiden Frequenzen der reinen Schwingungen.

Diese Beobachtung, die auf sämtliche Flügelmodelle zutraf, führte auf den Gedanken, daß die gegenseitige Lage der Frequenzen großen Einfluß auf die ganzen Flügelschwingungsfragen hat.[3]) Es wurden nun eine Reihe von Versuchen über den Einfluß der gegenseitigen Lage der Frequenzen durchgeführt. Die Zeilen III und IV (Abb. 9) zeigen Beispiele hiervon. Bei dem Vergleichsversuch Zeile III wurde der Flügel erst im normalen Zustand angeblasen: kritische Geschwindigkeit 41,7 m/sec. Daraufhin wurden an dem Flügel in der elastischen Achse Zusatzgewichte befestigt. Hierdurch wurde das Moment von elastisch rückführender und Massenträgheitskraft nicht geändert. Die anfachende Wirkung des Moments bestand nach wie vor. Trotzdem zeigt nun der Flügel ein ganz anderes Verhalten. Er führt selbst bei 47,7 m/sec noch keine eigentlichen angefachten Schwingungen aus.

Wie ist das zu erklären?

Durch das Anbringen der Zusatzmassen in der elastischen Achse wurde die Biegungsfrequenz derart verkleinert und von der Torsionsfrequenz weggezogen, daß keine gemeinsame Schwingung mehr zustande kommen konnte. Einen ähnlichen Versuch zeigt Zeile IV. Bei diesem Flügel wurden die Frequenzen durch Änderung der elastischen Eigenschaften auseinander gezogen. (Der Flügel trug zufällig ein Querruder.) Links das Verhalten des Flügels mit großer Biegungssteifigkeit; er schwingt bei $v = 28$ m/sec. Nun wurde die Biegungssteifigkeit herabgesetzt, so daß die Frequenz der Biegungsschwingungen bedeutend kleiner wurde als die Frequenz der Torsions- und Querruderschwingungen. In diesem Zustand zeigte der Flügel bis zu 36,8 m/sec noch keine angefachten Schwingungen. Wir haben hier den bemerkenswerten Fall, daß geeignete Schwächung der statischen Steifigkeit eine Erhöhung der Schwingungssteifigkeit zur Folge hat.

Im Versuch bringt der dritte Freiheitsgrad, die Querruderbewegung, keine nennenswerte Komplikation. Zeile V zeigt Schwingungsaufnahmen von einem Querruderflügel, bei dem durch ein an einer Schiene in der Tiefenrichtung verschiebbares Laufgewicht die Schwerpunktslage des Querruders geändert werden konnte. Als der Querruderschwerpunkt hinter der Ruderachse lag, zeigte der Flügel bei $v = 28$ m/sec angefachte Schwingungen; als daraufhin der Schwerpunkt vor die Ruderachse getrimmt wurde, wies der Flügel bedeutend größere Schwingungssteifigkeit auf. Natürlich hätte auch schon eine Verlegung des Querruderschwerpunktes in die Ruderachse eine bedeutende Erhöhung der Schwingungssteifigkeit zur Folge gehabt.

d) Ergebnisse der Versuche über angefachte Flügelschwingungen

Faßt man die Ergebnisse der Windkanalversuche zusammen, so erhält man folgende Richtlinien für die Flugzeugkonstruktion:

1. Der Flügel soll möglichst torsionssteif sein.
2. Der Schwerpunkt des Flügels soll möglichst dicht bei der elastischen Achse liegen.

---

[2]) Die Schwingungsausschläge sind sehr groß. Die Modellflügel wiesen eine besonders zähe Bauart auf, damit sie nicht beim Einsetzen der angefachten Schwingungen Holmbruch erleiden. Die Leichtkonstruktion eines Flugzeugflügels würde angefachte Schwingungen von dieser Größe kaum überdauern.

[3]) Auch die meisten bisher bekannten Flugunfälle infolge angefachter Flügelschwingungen lassen sich unter diesem Gesichtspunkt zusammenfassen, die Schwingungserscheinungen an einholmigen Unterflügeln so gut wie die an halbfreitragenden unbeplankten Hochdeckern. Beide Male war durch die Flugzeugkonstruktion bedingt, daß die Frequenzen dicht beisammen lagen.

3. Sehr wichtig ist, daß die Biegungsfrequenz und die Torsionsfrequenz des Flügels nicht dicht beisammen liegen.
4. Es ist sehr günstig, den Schwerpunkt des Querruders in die Ruderachse zu trimmen (Massenausgleich des Ruders).

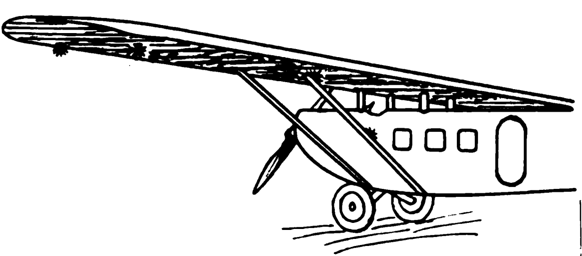


Abb. 10. Hochdecker mit Glühbirnen an Flügel und Strebe für Schwingungsmessungen

Der Vollständigkeit halber seien hier noch Ergebnisse von Versuchen genannt, die ausgeführt, hier aber nicht wiedergegeben worden sind[4]):

5. Beim Querruder ohne Gewichtsausgleich wächst die Schwingungsgefahr mit der Weichheit der Ruderführung.
6. Es ist günstig, wenn die elastische Achse möglichst weit vorn im Flügel liegt.
7. Bei negativen Anblaswinkeln, ungefähr von -6^0 an abwärts, setzen die angefachten Flügelschwingungen früher ein als bei normalen Anblaswinkeln.
8. Ein Vergleich der durch den Versuch gefundenen kritischen Geschwindigkeit mit der nach der Methode von Blank und Liebers[5]) berechneten kritischen Geschwindigkeit der Modellflügel zeigt, daß die berechneten Werte etwas zu nieder liegen. Die Differenz schwankt zwischen 10 und 30 %.

III. Ermüdungsschwingungen

Wie schon anfangs gesagt, können nicht nur angefachte Flügelschwingungen sondern auch Schwingungen, die Baustoffermüdung verursachen, die Sicherheit eines Flugzeugs gefährden.

Besonders bei Metallkonstruktionen muß den Ermüdungsmöglichkeiten große Beachtung geschenkt werden.

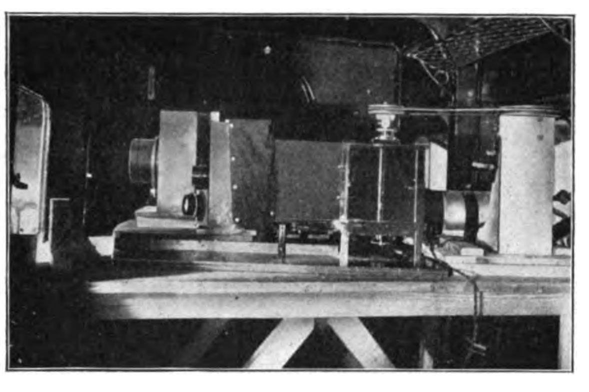
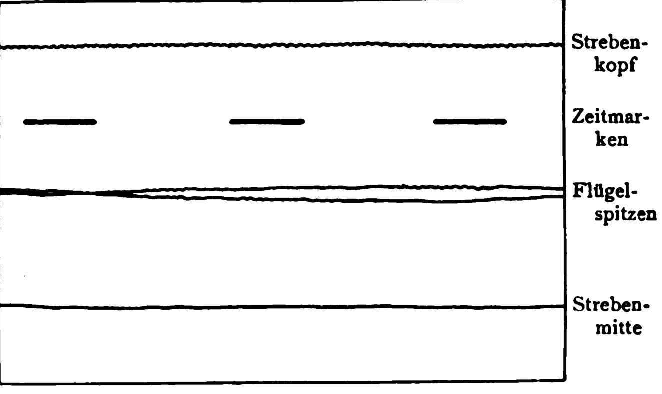


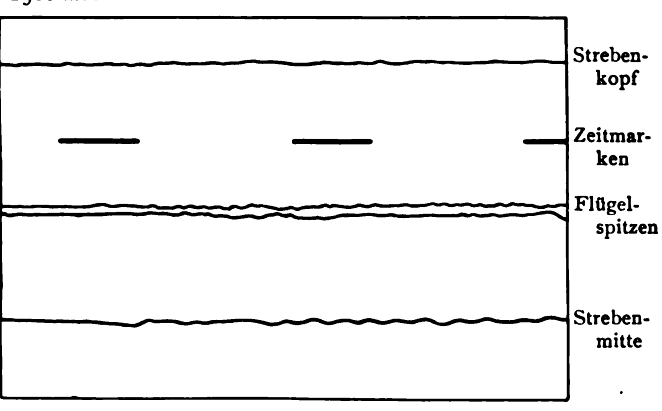
Abb. 11. Der Schwingungsschreiber ist in das Flugzeug eingebaut. Drei Objektive zeichnen die Bewegungen der verschiedenen, zu beobachtenden Punkte gleichzeitig auf das laufende lichtempfindliche Papier

Hier soll an zwei Beispielen kurz gezeigt werden, wie kleine Resonanzschwingungen einzelner Konstruktionsglieder im Flug gemessen werden können.

An einem halbfreitragenden beplankten Hochdecker brach im Flug der Strebenkopf der hinteren Flügelstrebe, und das Flugzeug stürzte ab. Am



Flug bei böigem Wetter. Motordrehzahl 1300 min. Am Strebenkopf treten Schwingungen auf mit der Frequenz 2500 min



Beim Ausrollen. — Durch die Bodenstöße werden Schwingungen angeregt

Abb. 12. Schwingungsaufnahmen im Flugzeug

[4]) Vergleiche Ilse Essers, Untersuchung von Flügelschwingungen im Windkanal. Luftfahrtforschung, Heft 4, Baud IV.

[5]) H. Blank und F. Liebers, Gekoppelte Torsions- und Biegungsschwingung von Tragflügeln. Luftfahrtforschung, Band 1, S. 1.

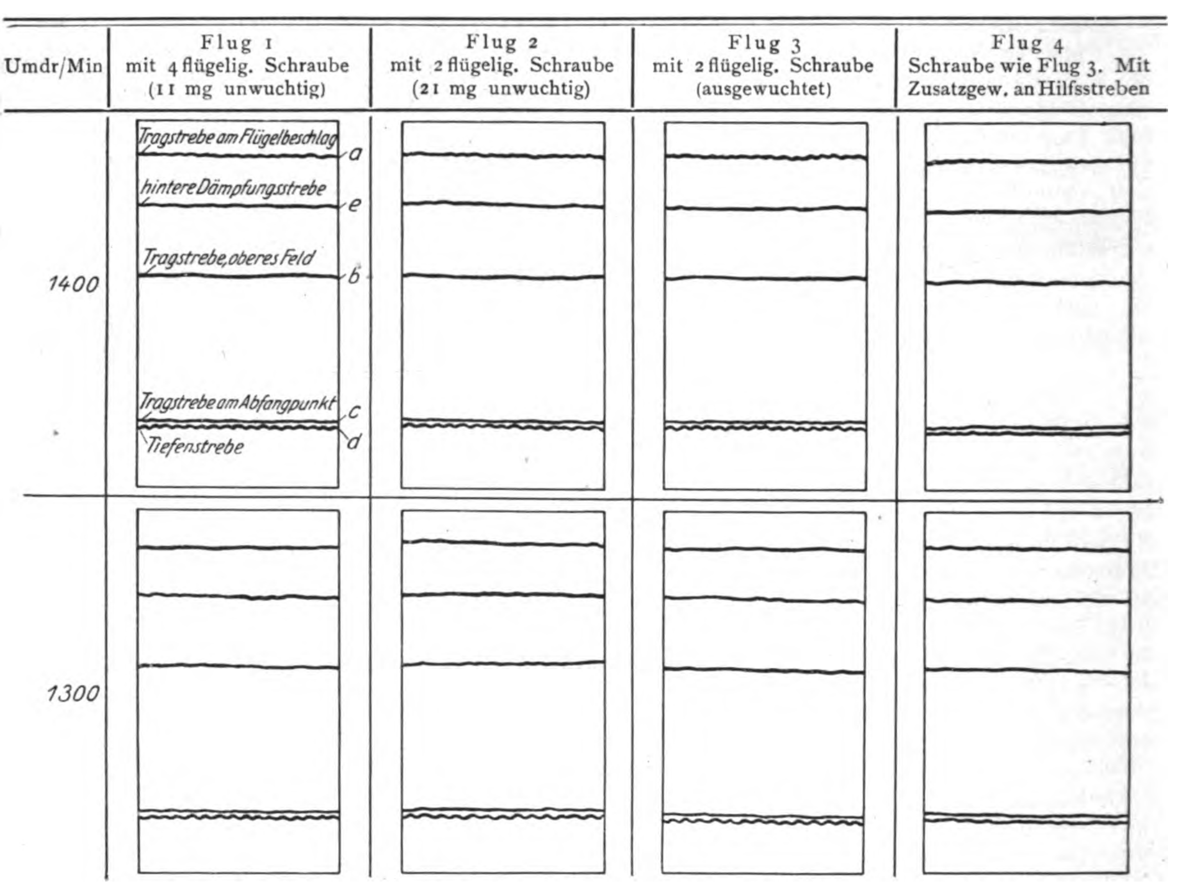


Abb. 13. Schwingungsaufnahmen im Flugzeug. Versuchsreihe zum Ermitteln der Schwingungserregung

gebrochenen Strebenbeschlag fand man Anzeichen der Materialermüdung, und es galt, die Ursache dieses Ermüdungsbruches festzustellen.

Ich erhielt den Auftrag, das Flugzeug auf Schwingungen zu untersuchen und baute den Schwingungsschreiber steif zwischen die Hauptspanten im Rumpf ein. An diesen Spanten sind die Flügel mittels Baldachin und Flügelstreben befestigt. Beobachtet man eine Relativbewegung zwischen diesen Hauptspanten und irgendeinem Punkt des Flügels, so kann man daraus auf die Deformation und Beanpruchung der Konstruktion schließen.

Abb. 10 zeigt, wie für die Schwingungsmessungen die Glühbirnen am Strebenkopf, an Strebenmitte und außen am Flügel angebracht sind.

Abb. 11 zeigt den Schwingungsschreiber[6]) in der Flugzeugkabine. Es wird hier mit mehreren Objektiven gearbeitet, die auf die verschiedenen zu beobachtenden Glühbirnen eingestellt sind. Die Förderrichtung des lichtempfindlichen Papiers ist auf der Abbildung horizontal. Es werden also die Vertikalschwingungen der Konstruktion aufgenommen. Später wurde das Gehäuse mit den Papierrollen um 90^0 verdreht eingebaut, so daß das Papier in vertikaler Richtung abrollte, und die Horizontalbewegungen des Tragwerks aufgezeichnet wurden. Die optische Anlage war für die Meßflüge durch starke Stützen versteift und verspannt, um gegen Erschütterungsbewegungen gesichert zu sein.

Abb. 12 zeigt zwei Beispiele aus den mit dieser Versuchseinrichtung gemachten Schwingungsaufnahmen. Die oberste Aufnahme wurde bei einem Flug bei böigen Wetter gemacht. Man sieht, wie sich die Flügelspitzen infolge der Böen auf und ab bewegen. Unten ist die Bahn der Strebenmitte, oben die des Strebenkopfes. Da diese beiden Punkte mit demselben Objektiv aufgenommen wurden, ist der obere nicht scharf eingestellt. Immerhin erkennt man an der oberen Linie eine Schwingungsbewegung des Strebenkopfes mit einer deutlich wahrnehmbaren Frequenz von 2500/min [Motordrehzahl war 1300/min (Reiseflug)]. Beim Gleitflug verschwand diese Schwingung.

Die untere Zeile wurde beim Ausrollen aufgenommen. Durch den Aufstoß am Boden werden Schwingungen in der Konstruktion angeregt. Be-

[6]) Es mußte der für die Windkanalversuche gebaute Schwingungsschreiber verwendet werden, da es an Zeit fehlte, einen neuen, für Flugzeugmessungen besonders geeigneten kleinen leichten Schwingungsschreiber zu bauen.

sonders deutlich sieht man Schwingungen in der Strebenmitte mit der Frequenz 620/min. Das ist die Eigenschwingungsfrequenz der Strebe, die von Messungen im Stand her bekannt ist.

Abb. 13 zeigt einen anderen Versuch. Es galt eine Strebenkonstruktion zu untersuchen, die bei einigen Motordrehzahlen starke Schwingungen aufwies. Die Versuchsreihe war folgende: Es wurde erst mit vierflügeliger Luftschraube geflogen, dann mit zweiflügeliger. Beide Male starke Schwingungen an einzelnen Streben, wie Kolonne 1 und 2 zeigen.

Um festzustellen, ob die Schwingungen von der Unwuchtigkeit des Motors herrühren, war für den zweiten Meßflug das Aggregat Motor + Propeller künstlich stark unausgewuchtet gemacht worden durch Anbringen eines Bleigewichtes an einem Propellerflügel. Der im Flugzeug befestigte Vibrograph zeigte da starke Vibrationen des ganzen Flugzeuges. Beim dritten Flug dagegen war die Luftschraube sehr schön ausgewuchtet, der Motor lief ruhig und der Vibrograph zeichnete nur ganz kleine Vibrationen des Flugzeugkörpers auf. Trotzdem stellte der Schwingungsschreiber noch dieselben starken Schwingungsbewegungen der Streben relativ zum Rumpf fest (siehe Kolonne 3). Die Unwuchtigkeit des Triebwerkes hatte also keinen Einfluß auf diese Strebenschwingungen. So war nur noch eine Erklärung möglich: Resonanz zwischen Strebeneigenschwingung und Luftstößen im Schraubenstrahl. Die Streben lagen nämlich teilweise im Schraubenstrahl. Durch Anbringung von Zusatzgewichten wurden nun die Eigenschwingungszahlen der Streben verkleinert. Kolonne 4 zeigt, daß nun die Strebenschwingungen bei hohen Motordrehzahlen sehr viel kleiner waren.

Die hier beobachtete Strebenkonstruktion war zwar vom Konstrukteur auf Schwingungen berechnet worden, aber die schwer abschätzbare Einspannung an den Beschlägen wirkte versteifend, so daß die Eigenschwingungszahlen der Streben bedeutend höher lagen, als berechnet worden war, unglücklicherweise gerade im Resonanzgebiet mit den Luftstößen, die vom Propellerblatt herrühren.

Diese Versuche wurden angeführt, um zu zeigen, daß es gut ist, an mancher Stelle die Berechnung durch den Versuch zu ergänzen.

IV. Zusammenfassung

Die Windkanalversuche über das Entstehen angefachter Flügelschwingungen zeigen, welche Eigenschaften des Flügels die Schwingungsgefahr wesentlich beeinflussen. Man findet, daß große Torsionssteifigkeit, weit vorn im Flügel liegender Schwerpunkt, weit auseinander liegende Frequenzen von Biegungs- und Torsionsschwingung und Massenausgleich des Querruders die Schwingungssteifigkeit des Flügels günstig beeinflussen.

Die Versuche über Ermüdungsschwingungen veranschaulichen an einigen Beispielen, wie Frequenz und Amplitude derartiger kleiner, im Flug an manchen Stellen auftretender Schwingungen photographisch ermittelt werden können. Außerdem wie die Ursache der Resonanzschwingungen durch Vergleichsversuche festgestellt werden kann.

(Eingegangen am 30. Juli 1929)

Zur Theorie der Luftschraubenschwingungen

Von F. Liebers, Berlin-Adlershof

(Mitteilung aus der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof)

Inhalt: 1. Berechnung der Torsionsfrequenzen umlaufender Stäbe unter Berücksichtigung der Luftkräfte. 2. Berechnung der Biegungsfrequenzen umlaufender unverjüngter und verjüngter Stäbe in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit der Drehung. Rechnung auf Grund des Rayleighschen Variationsprinzips. Fehlerabschätzung beweist weitgehende Genauigkeit der Ergebnisse. 3. Anwendung auf Luftschrauben für Flugzeuge und deren Gefährdung durch Schwingungen infolge ungleichmäßiger Belastung an verschiedenen Stellen des Schraubenstrahls.

I. Einleitung

Einen Propeller für statische Beanspruchungen durch Luft- und Fliehkräfte sicher zu bauen, bietet keine wesentlichen Schwierigkeiten. Trotzdem erlebt der Flugbetrieb immer wieder Schraubenbrüche mit meist recht unangenehmen Folgen. Besonders seitdem in neuerer Zeit an Stelle von Holzluftschrauben in wachsendem Maße Luftschrauben aus Leichtmetall Verwendung finden, sind eine Reihe von Unfällen vorgekommen, die auf das Konto der überall gefürchteten Dauer- oder Schwingungsbrüche gehen.

Die Möglichkeit der Entstehung und Aufrechterhaltung von Schwingungen der Luftschraubenflügel ist leicht einzusehen. Die Schraube arbeitet in der Nähe des Flugzeugs, also in einem Gebiet gestörter Luftströmung. Sie streicht beispielsweise dicht am Tragflügel vorbei. Besonders die Druckschraube hinter dem Tragflügel wird durch die Wirbelschleppe des Flügels gestört. Bei mehrmotorigen Flugzeugen kommt es vor, daß sich die verschiedenen Schraubenkreise überschneiden. Durch solche Einflüsse werden Anströmgeschwindigkeit und Anstellwinkel des Schraubenblattes, sobald dieses in ein Störungsgebiet eintaucht, abgeändert. Infolgedessen sind auch die Belastungen der Schraube an den verschiedenen Stellen des Schraubenkreises verschieden. Diese Störungen, die für jedes Schraubenblatt im allgemeinen mit der Häufigkeit der Umlaufzahl auftreten, liefern eine Erregung für Schwingungen des Propellers.

Nun fehlt es heute noch an einer sicheren Kenntnis des Vorgangs der Schraubenschwingungen. Im allgemeinsten Fall treten gekoppelte Torsions- und Biegungsschwingungen auf. Man hat aber keinen

Anhalt dafür, welcher Freiheitsgrad der gefährlichere ist. Um auf rechnerischem Wege einen Einblick zu gewinnen, wird man sich deshalb zunächst fragen: Wo liegen die Eigenfrequenzen der Schraubenblätter für Torsions- und wo für Biegungsschwingungen? Welche Art von Schwingungen kann durch Erregungen, die mit der Häufigkeit der Umlaufzahl erfolgen, in Resonanz geraten?

Durch Vernachlässigung je eines Freiheitsgrades werden wir dabei zu etwas zu großen Werten der Frequenz geführt. Vom Standpunkt der Schwingungsfestigkeit ist also diejenige Formgebung der Luftschraube die beste, bei der Schwingungen in jedem Freiheitsgrad unabhängig vom andern stattfinden können.

Der Unterschied zwischen den hier errechneten Eigenfrequenzen und den Frequenzen der gekoppelten Schwingungen kann jedoch nicht sehr groß sein, da — wie sich zeigen wird — die Frequenzen zur Torsion und für Biegung sehr weit auseinander liegen.

II. Torsionsschwingungen

1. Voraussetzungen

Da es sich hier nicht um eine Theorie der Torsionsschwingungen einer Luftschraube handeln soll, sondern um eine rechnerische Abschätzung darüber, ob eine normale Luftschraube überhaupt durch Torsionsschwingungen in Gefahr kommen kann, genügt es, auf Grund ganz einfacher Voraussetzungen zu rechnen.

Zu dem Zwecke ersetze man den wirklichen, von der Wurzel nach dem freien Ende hin verjüngten und verwundenen Schraubenflügel durch einen Flügel konstanten Querschnitts und konstanten Torsionsträgheitsmomentes. Für verjüngte Flügel werden dann die Frequenzen noch höhere Werte annehmen als die hier errechneten.

2. Ansatz

Solange man von Luftkräften absieht, spielt die Rotation des Flügels für die Torsion keine Rolle, da die Zentrifugalkräfte keine Komponente in Richtung des Flügelquerschnitts liefern. Es gilt also die Gleichung:

$$J \frac{\partial^2 \Delta\alpha}{\partial t^2} = G J_q \frac{\partial^2 \Delta\alpha}{\partial x^2}$$

wo $\Delta\alpha$ der von der Gleichgewichtslage aus gerechnete Verdrehwinkel ist und wo x die Längenkoordinate in Richtung des Propellerradius, J das Massenträgheitsmoment eines Flügelelementes der Länge 1 um die Drehachse, J_q das Querschnittsmoment gegen Verdrehung, G den Schubmodul und wo t die Zeit bedeutet.

Zu dieser Gleichung kommt noch ein Glied hinzu, das die Luftkräfte berücksichtigt:

$$\left.\begin{aligned} J \frac{\partial^2 \Delta\alpha}{\partial t^2} &= G J_q \frac{\partial^2 \Delta\alpha}{\partial x^2} \\ &\quad - \frac{\varrho}{2}(\omega^2 x^2 + v^2)\, b^2 \frac{\partial c_m}{\partial \alpha} \Delta\alpha \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Das zweite Glied stellt das zusätzliche Moment um die Drehachse dar, das durch die Luftkräfte ausgeübt wird, wenn sich infolge der Torsionsschwingung der Anstellwinkel α des Flügelelementes ändert. c_m ist der dimensionslose Momentenbeiwert der Luftkraft, bezogen auf die Drehachse. Er ist aus Windkanalmessungen zu entnehmen. ϱ ist die Luftdichte, $\sqrt{\omega^2 x^2 + v^2}$ die resultierende Geschwindigkeit mit den Komponenten ωx = Tangentialgeschwindigkeit und v = Fluggeschwindigkeit. b ist die Blattbreite.

Durch den Ansatz (1) wird die Schwingung als „langsam" vorausgesetzt. Es ist sowohl die Geschwindigkeit der Verdrehung $\partial \Delta\alpha / \partial t$ und die damit verbundene Änderung des wirksamen Anstellwinkels eines Flügelelementes vernachlässigt worden, wie auch der Einfluß der vom schwingenden Flügel sich peroidisch ablösenden Wirbel. Daß der damit begangene Fehler jedoch unbedeutend ist, zeigt eine nachträgliche Betrachtung der „reduzierten Frequenz",[1]) die ein Maß für die Langsamkeit einer Flügelschwingung ist. Die reduzierte Frequenz eines Luftschraubenflügels erweist sich 10—100mal kleiner als die eines normalen Tragflügels.

3. Lösung der Torsionsgleichung

Zur tiefsten Eigenfrequenz der durch Gl. (1) dargestellten Schwingung gelangt man durch den Lösungsansatz:

$$\Delta\alpha(x, t) = y(x) \sin \lambda t .$$

Damit wird aus Gl. 1:

$$J G_q \frac{d^2 y}{d x^2} + \left[J \lambda^2 - \frac{\varrho}{2}(\omega^2 x^2 + v^2) b^2 \frac{\partial c_m}{\partial \alpha} \right] y = 0 \quad (2)$$

Gl. (2) läßt sich integrieren in Form einer konvergenten unendlichen Reihe.[2]) Die Auflösung der letzteren nach der Frequenz λ lautet:

$$\lambda = \sqrt{\frac{G J_q}{J l^2}\left(\frac{\pi}{2} + \Delta\right)^2 - \frac{\frac{\varrho}{2} v^2 b^2 \frac{\partial c_m}{\partial \alpha}}{J}} \quad (3)$$

[1]) Birnbaum, Das ebene Problem des schlagenden Flügels, ZAMM. 1924.

[2]) Wie mir Herr Prof. Reißner mitteilte, läßt sich — auch ohne die Differentialgleichung (2) zu lösen — der Einfluß der Luftkräfte abschätzen, indem man die Annahme macht, daß $\frac{\partial c_m}{\partial \alpha}$ von der Flügelspitze bis zur Wurzel quadratisch anwächst. Dann wird nämlich aus (2) eine gewöhnliche Schwingungsgleichung mit konstanten Koeffizienten. Dabei muß dann allerdings auch die Fluggeschwindigkeit v vernachlässigt werden.



Dabei bedeutet mit weitreichender Genauigkeit:

$$\Delta = \frac{1 - 0{,}086\,k - \sqrt{1 - 0{,}172\,k + 0{,}0148\,k^2}}{0{,}0216}$$

k ist die dimensionslose Konstante:

$$k = \frac{\varrho \cdot \frac{\partial c_m}{\partial \alpha} \omega^2 b^2 l^4}{2\,G\,J_q}$$

Δ wird gleich Null, wenn die Drehzahl $\omega = 0$ ist; der zweite Ausdruck unter der Wurzel verschwindet, wenn die Fluggeschwindigkeit $v = 0$ ist. In diesem Fall geht Gl. (3) in den bekannten Wert über:

$$\lambda = \frac{\pi}{2\,l}\sqrt{\frac{G\,J_q}{J}} \qquad (4)$$

4. Ergebnis

Berechnet man nach Gl. (3) die Torsionsfrequenz für dünnblättrige Metallpropeller bei üblichen Drehzahlen ($\sim$ 1000—1500 U/min) und Fluggeschwindigkeiten, so findet man Werte der Größenordnung: $\lambda = 6000$—$7000\ \text{min}^{-1}$.

Anderseits ergeben sich nach Gl. (4) Eigenfrequenzen, die nur um rund 1,5% höher liegen.

Es zeigt sich also das bemerkenswerte Ergebnis, daß die Luftkräfte für die Frequenz der Schwingungen einer Luftschraube praktisch ohne Einfluß sind. Dies Resultat fällt besonders dem Flugtechniker auf, der gewohnt ist, den Luftkräften ein ganz anderes Gewicht im Verhältnis zu den sonst auftretenden elastischen und Massenkräften beizulegen.

Als zweites Ergebnis liefert die Rechnung, daß die Eigenfrequenzen gebräuchlicher Schrauben für Torsion so weit von der Frequenz der Erregungen, die mit der Drehzahl erfolgen, entfernt liegen, daß Resonanz in Gestalt von Torsionsschwingungen nicht in Frage kommt.

III. Biegungsschwingungen

1. Voraussetzungen

Nachdem festgestellt ist, daß Torsionsschwingungen für die Luftschraube kaum von Gefahr sein können, ist der nächste Schritt, die Biegungsschwingungen zu untersuchen.

Bei der Berechnung der Biegungsfrequenz eines umlaufenden Schraubenblattes ist zu beachten, daß infolge der Fliehkräfte die Biegungsschwingungslinie eine Funktion der Winkelgeschwindigkeit der Schraube wird und also auch die Biegungsfrequenz in Abhängigkeit von der Drehzahl kommt.

Die schwingungselastische Linie durch Auflösung der allgemein angesetzten Integro-Differentialgleichung für die Biegungsschwingungen der umlaufenden Schraube zu finden, scheint praktisch ausgeschlossen. Die Biegungslinie wird deshalb hier gesucht durch Anwendung des Variationsprinzips von Rayleigh[3]), nach dem sich unter allen möglichen diejenige Biegungslinie einstellt, bei der die Frequenz zum Minimum wird.

Zur Durchführung der Rechnung ist eine Idealisierung der Voraussetzungen erforderlich. Es wird deshalb das Schraubenblatt wieder als einfacher Balken oder Stab betrachtet. Von der räumlich gekrümmten und verwundenen Form des Flügels wird also abgesehen. Um jedoch der Wirklickeit in einem wichtigen Punkt nahe zu kommen, wird die Aufgabe sowohl für konstanten Querschnitt als auch für veränderlichen Querschnitt und veränderliches Querschnittsträgheitsmoment behandelt. Dabei sind Querschnitt und Trägheitsmoment nach Potenzkurven als mit dem Radius veränderlich angenommen worden:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Querschnitt:} && F = F_0\,(1-\xi)^{\varkappa} \\ &\text{Trägheitsmoment:} && J = J_0\,(1-\xi)^{\vartheta} \end{aligned}\right\}\ \xi = \frac{x}{l},\quad 0 \leq \xi \leq 1 \qquad (5)$$

x ist die Entfernung eines Querschnitts vom Mittelpunkt, l die Blattlänge. Die Exponenten $\varkappa$ und ϑ sind variable Parameter, die dem jeweils betrachteten Propeller anzupassen sind. (Nach Ausmessungen gebräuchlicher Schrauben ist $\varkappa \gtrsim 1$ und $\vartheta \gtrsim 2 - 2{,}5$.)

Ferner wird vorausgesetzt, daß die Biegungsschwingungen senkrecht zur Drehebene stattfinden. Der allgemeinere Fall, daß sie irgendeinen Winkel mit der Schraubenkreisebene bilden, läßt sich jedoch ohne Schwierigkeit ebenso behandeln. Schließlich wird der Einfluß der Luftkräfte vernachlässigt, was auf Grund einer rechnerischen Abschätzung ebenso wie für die Torsionsschwingungen berechtigt ist.

2. Weg

Die Berechnung der Biegungsfrequenz des umlaufenden Schraubenblattes auf Grund des Rayleigh-Prinzips läßt sich exakt durchführen mit den Methoden der Variationsrechnung. Im vorliegenden Fall kommen dafür praktisch nur die sogenannten „direkten" Methoden in Frage. Die zunächst unbekannte schwingungselastische Linie ist in Form einer unendlichen Reihe $y(\xi) = \Sigma c_v f_v(\xi)$ anzusetzen, wobei die Funktionen f_v ein vollständiges normiertes Orthogonalsystem bilden, so daß sich durch den Ansatz jede beliebige Biegelinie beliebig genau annähern läßt.

Diese Methode ist jedoch rechnerisch umständlich und braucht nicht immer zu einer befriedigenden Lösung führen. Wir vereinfachen das vorliegende Variationsproblem wesentlich, indem wir es in eine gewöhnliche Minimalaufgabe umwandeln. Das wird erreicht dadurch, daß nur eine

[3]) Rayleigh, Theory of Sound, Vol. I, §§ 88 und 89.

gewisse, aber physikalisch begründete Schar von einfach-unendlich vielen Biegelinien zur Konkurrenz für die vorliegende Minimumaufgabe zugelassen wird. Eine zu diesem Zweck ausgewählte Kurvenschar ist die folgende:

In dem Fall des einseitig eingespannten Balkens konstanten Querschnitts bei Abwesenheit von Fliehkräften fällt die schwingungselastische Linie praktisch zusammen mit der statischen Durchbiegung durch das Eigengewicht. (Der Unterschied der Frequenz bei Annahme der einen oder der anderen Linie berechnet sich zu weniger als $^1/_2$%.) Wir entwickeln nun erstens aus der mathematisch einfach zu schreibenden statischen Biegelinie eine Kurvenschar durch stetige Deformation derselben im Sinne der streckenden Wirkung der mit der Drehzahl anwachsenden Fliehkraft. Da ferner verjüngte Schraubenblätter in den Bereich der Rechnung gezogen werden sollen, sorgen wir zweitens

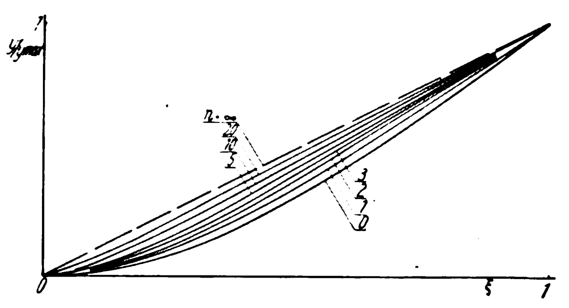


Abb. 1. Schwingungselastische Linien nach Ansatz (6)

dafür, daß in der zugrunde gelegten Schar elastischer Linien solche enthalten sind, die aus den Biegelinien für zylindrische Stäbe entstehen durch stetige Deformation im Sinne einer Vergrößerung der mittleren Krümmung. Bei einer nach diesen Gesichtspunkten ausgewählten Schar von Biegelinien kann der Unterschied zwischen der wahren elastischen Linie des rotierenden zylindrischen oder verjüngten Stabes und einer der unendlich vielen Kurven der bezeichneten Schar nicht groß sein. Er kann es besonders dann nicht, wenn von allen Kurven der Schar die vier Randbedingungen und die Stetigkeitsbedingungen der Aufgabe befriedigt werden. (Ganz allgemein besteht der Vorteil, daß der Satz von Rayleigh eine Minimalbedingung ausspricht. In der Umgebung eines Minimums sind aber Abweichungen ihrem Wesen nach klein.)

Eine allen genannten Forderungen genügende einparametrige Funktionenschar für die schwingungselastischen Linien ist die folgende:

$$\frac{y(\xi, n)}{y_{max}} = \frac{1}{n+2}\left[(1-\xi)^{n+3} + (n+3)\,\xi - 1\right] \quad (6)$$

Dabei ist n der veränderliche Parameter. Für $n = 1$ geht Gl. (6) in die Biegelinie bei Belastung durch das Eigengewicht über. Für $n < 1$ entsprechen die Kurven (6) den Biegelinien verjüngter Stäbe bei verschwindenden Fliehkräften. Durch den Ansatz (6) werden für alle $n > 0$ die vier Randbedingungen befriedigt, daß an der Einspannstelle ($\xi = 0$) die Amplitude ($y = 0$) und der Differentialquotient ($y' = 0$) verschwinden und am freien Ende ($\xi = 1$) das Biegungsmoment ($y'' = 0$) und die Scherkraft ($y''' = 0$) gleich null werden. Die Kurvenschar (6) ist in Abb. 1 gezeichnet. Für kleine Drehzahlen und Fliehkräfte stehen als elastische Linien die stark gekrümmten Kurven zur Verfügung. Mit Anwachsen der Drehgeschwindigkeit kommen die flacheren Biegelinien in Frage, die sich infolge der Fliehkräfte mehr und mehr strecken, bis sie bei unendlich großen Drehgeschwindigkeiten, wo die elastischen Kräfte zu vernachlässigen sind, in eine Gerade übergehen.

3. Berechnung der Biegungsfrequenz

Zur Bestimmung der Frequenz nach der Rayleigh-Methode wird der Energiesatz herangezogen, nach dem die kinetische Energie in der Gleichgewichtslage gleich sein muß der Summe aus Formänderungsarbeit und Fliehkraftarbeit für den größten Schwingungsausschlag. (Die Fliehkraftarbeit ist das Produkt aus Fliehkraft und Radialverschiebung ihres Angriffspunktes während einer Schwingung.) Die Energiegleichung lautet:[4])

$$\left.\begin{aligned} \frac{\varrho_m}{2}\, l\,\lambda^2 \int_0^1 F\, y^2\, d\xi &= \frac{E}{2\, l^3}\int_0^1 J\, y''^2\, d\xi \\ &+ \frac{\varrho_m}{2}\, l\,\omega^2 \int_0^1 \left\{\int_0^\xi y'^2\, d\xi\right\} F\,\xi\, d\xi \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Dabei bedeuten — neben den schon genannten Zeichen — ϱ_m die Materialdichte und E den Elastizitätsmodul. Werden hier die Werte (5) für $F(\xi)$ und $J(\xi)$ und der unbestimmte Ausdruck (6) für die schwingungselastische Linie eingesetzt, so ist Gl. (7) eine Gleichung, die nach der Frequenz λ aufgelöst, λ als Funktion des Parameters n liefert. Für gegebene Konstruktionsgrößen (l, F, J, E, ϱ_m) und gegebene Drehzahl ω der Luftschraube läßt sich also auch das n finden, für das λ zum Minimum wird.

Die Auflösung von (7) nach der Frequenz λ läßt sich in folgender Form[5]) schreiben:

$$\lambda^2 = \frac{E\, J_0}{\varrho_m F_0\, l^4}\cdot X_1(n, \varkappa, \vartheta) + \omega^2\cdot X_2(n, \varkappa) \quad (8)$$

Für den Fall der Drehungsfreiheit ($\omega = 0$) fällt

[4]) Stodola, Dampf- und Gasturbinen, § 195.

[5]) Eine ausführliche Wiedergabe der Rechnung mit explizit ausgeschriebenen Formeln erscheint in einem der nächsten Hefte der „Luftfahrtforschung" als Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt.

das zweite Glied weg und es kommt für die Biegungsfrequenz im Stand:

$$\lambda^2_{\omega=0} \equiv \lambda_0^2 = \frac{E J_0}{\varrho_m F_0 l^4} \cdot X_{1\,\min}(n^*, \varkappa, \vartheta) \qquad (9)$$

Durch n^* soll ausgedrückt werden, daß schon das Minimum der Funktion X_1 aufgesucht sei. Für bestimmte Wertpaare $\varkappa, \vartheta$ ist $X_{1\,\min}$ eine bestimmte Konstante.

Man kann jetzt Gl. (8) auch in der Form schreiben:

$$\lambda^2 = \frac{X_1(n, \varkappa, \vartheta)}{X_{1\,\min}(n^*, \varkappa, \vartheta)} \lambda_0^2 + X_2(n, \varkappa) \cdot \omega^2 \qquad (10)$$

oder:

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 = \overline{X}_1(n, \varkappa, \vartheta) + X_2(n, \varkappa) \cdot \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2 \qquad (11)$$

Die Gleichung für λ ist homogen in λ, λ_0 und ω. Es sind also nur zwei wesentliche Variable vorhanden, λ/λ_0 und ω/λ_0. D. h.: für alle Propeller gleicher Verjüngung genügt es, eine einzige Kurve: λ/λ_0 in Abhängigkeit von ω/λ_0 aufzuzeichnen. Das ist eine große Vereinfachung. Der Verlauf von λ/λ_0 in Funktion von ω/λ_0 ist in Abb. 2 für verschiedene Verjüngungsgrade $\varkappa, \vartheta$ gegeben. Abb. 2 wurde mittels Formel (11) gefunden, indem für verschiedene ω/λ_0 der Parameter n jeweils so bestimmt wurde, daß λ/λ_0 zum Minimum wurde.

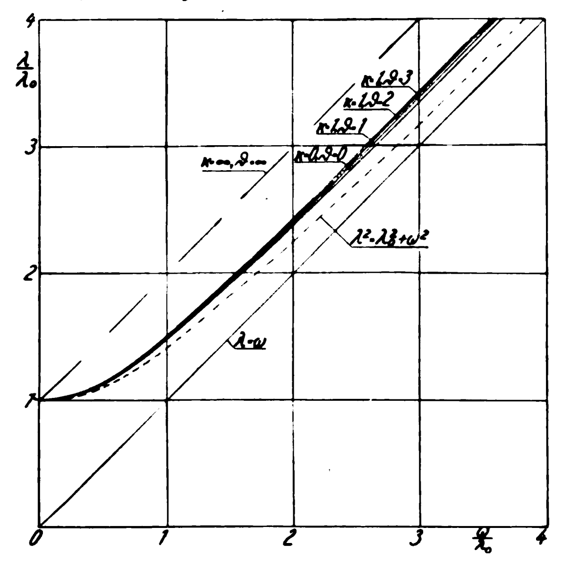


Abb. 2. Dimensionslose Darstellung der Biegungsfrequenzen umlaufender Balken (Propellerblätter) verschiedener Verjüngung in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit

Man hat also in Abb. 2 für jeden Propeller beliebiger Festigkeit, beliebiger Abmessungen und beliebiger Verjüngung (d. h. beliebiger Werte λ_0) ein Rechenblatt, aus dem in wenigen Sekunden die Biegungsfrequenz bei jeder Drehzahl abzulesen ist. Vorher ist natürlich die Frequenz λ_0 im Stand nach Gl. (9) zu bestimmen.

Das ist geschehen für die praktisch wichtigen Fälle linearer Querschnittsverjüngung ($\varkappa = 1$) und zwischen $\vartheta = 0$ bis $\vartheta = 3$ variierender Verjüngung des Querschnittsträgheitsmomentes. Das Ergebnis enthält Abb. 3.

Damit ist grundsätzlich durch die Abb. 3 und 2 ein für allemal die Frage nach der Biegungsfrequenz irgendeiner Luftschraube in Abhängigkeit von der Drehzahl beantwortet.

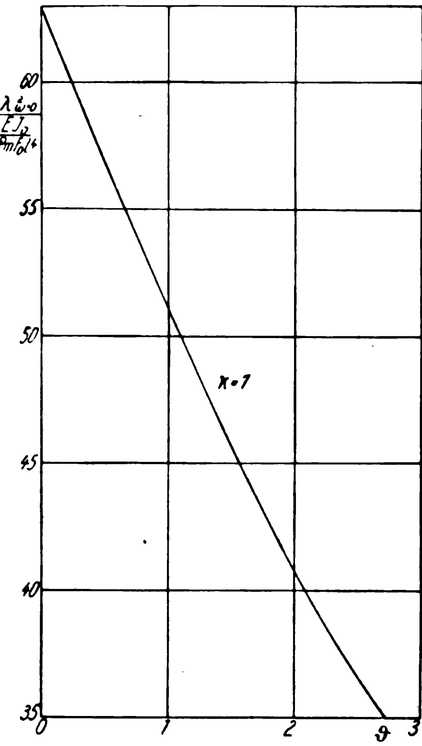


Abb. 3. Biegungsfrequenzen nicht umlaufender Balken bei linearer Querschnittsverjüngung ($\varkappa = 1$) und verschiedenen Verjüngungen des Querschnittsträgheitsmomentes (ϑ variabel)

In Fällen, wo dies wünschenswert oder erforderlich erscheint, läßt sich λ_0 statt aus Abb. 3 auch in einfacher Weise experimentell bestimmen.

Die verschiedenen Kurven der Abb. 2 für verschiedene Wertepaare $\varkappa, \vartheta$ unterscheiden sich in dem praktischen Bereich der $\varkappa, \vartheta$-Werte nur wenig. Erst bei sehr starken Verjüngungen treten merkliche Unterschiede auf. Wir machen also die Feststellung, daß zwei Propeller (bzw. Balken), die sonst in allen Abmessungen, Materialkonstanten und — innerhalb weiter Grenzen — auch in ihren Verjüngungen verschieden sein können, die aber gleiche Eigenfrequenz im Stand haben, auch bei Rotation sehr nahe beieinanderliegende Biegungsfrequenzen besitzen.

Die gegenseitige Lage der Kurven in Abb. 2 ist im richtigen Sinne: Größere Verjüngung liefert größere Frequenzen. Bei gleicher Querschnitts-

verjüngung hat der Propeller größerer Verjüngung des Trägheitsmomentes kleinere Eigenfrequenzen.

Will man sich von der Kurventafel frei machen, so kann man auch gut brauchbare Näherungsformeln für die gezeichneten Kurven aufstellen. Eine solche für die praktisch in Frage kommenden Verjüngungen gleich gut brauchbare Interpolationsformel ist diese:

$$\text{für } 0 \leqq \frac{\omega}{\lambda_0} \leqq 3: \frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 + \frac{7\,\omega^2}{\lambda_0\,(6\,\lambda_0 + 7\,\omega)}$$

$$\text{für } \frac{\omega}{\lambda_0} \geqq 3: \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{3} + \frac{\omega}{\lambda_0}$$

4. Genauigkeit der Rechnung[6])

Zur Stützung der angestellten Rechnung und der daraus gewonnenen Ergebnisse machen wir folgende Fehlerabschätzung:

Die wahren Biegungsfrequenzen können nach dem Satz von Rayleigh, auf dem unsere Rechnung fußt, nicht größer sein als die hier gefundenen. Sie können andererseits auch nicht beliebig klein sein.

Betrachten wir die Gl. (11) für $\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2$ und nehmen wir an, nicht die Biegelinien (6) seien der Rechnung zugrunde gelegt, sondern die wahren Biegelinien. Dann ändert sich an der Darstellungsform (11) für die Frequenz nichts und Gl. (11) ist absolut richtig. Der Ausdruck (11) erreicht aber — jetzt unabhängig von jeder physikalischen Deutung — sein absolutes Minimum, wenn jeder der Summanden möglichst klein wird. Nun hat das Minimum von $\overline{X}_1$ offenbar den Wert 1. Andernfalls würde für $\omega = 0$ nicht $\lambda = \lambda_0$ sein. Ebenso schließt man für die Funktion X_2. Wäre $X_{2\,\min} \neq 1$, so könnte im Falle fehlender Elastizität ($\lambda_0 = 0$) nicht $\lambda = \omega$ sein. (Daß dies so sein muß, erkennt man sofort aus der einfachen Schwingungsrechnung für den mit Masse behafteten Faden unter alleinigem Einfluß der Fliehkraft (Schleuder).[7])

Der kleinste Wert, den der Ausdruck (11) überhaupt annehmen kann, ist also: $1 + \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2$. Für die Frequenz $\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2$ ist dieser Wert jedoch nur eine untere Schranke[8]), die nie angenommen wird. Denn das Minimum einer Summe von Funktionen ist nur gleich der Summe der Minima der einzelnen Summanden, wenn diese bei demselben Wert der Variablen erreicht werden. Das ist hier offenbar nicht der Fall, da die Biegelinien für $\lambda_0 = 0$ und für $\omega = 0$ ganz verschieden sind (verschiedene Werte von n im Ausdruck (6)]. Es gilt also die Ungleichung:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\lambda}{\lambda_0} &> \sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2} \\ \text{oder:}\quad \lambda^2 &> \lambda_0^2 + \omega^2 \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Da diese Beziehung unabhängig von den Werten $\varkappa$ und ϑ abgeleitet wurde, gilt sie ganz allgemein für jeden irgendwie gestalteten Balken.[9]) In Abb. 2 ist die für alle Propeller gültige untere Schranke (12) gestrichelt eingetragen.

Man kann nunmehr aus Abb. 2 den überhaupt denkbar größten prozentualen Fehler ablesen. Er beträgt für Propeller der betrachteten Verjüngung im ungünstigsten Fall rund 5% und nimmt mit verschwindenden und mit wachsenden Fliehkräften gegen Null ab. Tatsächlich müssen die Abweichungen wesentlich kleiner sein als angegeben. Denn die auf Grund der Biegelinien (6) errechneten Frequenzen kommen der Wirklichkeit bestimmt näher als die Werte der unteren Schranke, der nur eine formal-mathematische Bedeutung aber kein physikalischer Sinn mehr zukommt.

Für überschlägige Rechnungen wird man dagegen die einfache Beziehung (12) mit gutem Erfolg verwenden können. Man befindet sich dann bestimmt auf der sicheren Seite.

Die vorgenommene Fehlerabschätzung bezog sich bis hier auf die Funktion $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ in Abhängigkeit von $\frac{\omega}{\lambda_0}$. Es bleibt noch die Genauigkeit der errechneten Werte λ_0 zu prüfen. Dazu ist der Wert $X_{1\,\min}(n, \varkappa, \vartheta)$ in Gl. (9) zahlenmäßig zu untersuchen:

Im Fall des zylindrischen Stabes ($\varkappa = \vartheta = 0$) findet man $X_{1\,\min} = 12{,}36$. Der exakte Wert ist bekanntlich:

$$\lambda_0^2 = 12{,}359\ldots \frac{E\,J_0}{\varrho_m\,F_0\,l^4}$$

Die Übereinstimmung ist also vollkommen.

Zum Vergleich der Standfrequenz von verjüngten Stäben stehen exakte Lösungen nicht zur

[6]) Dieser Abschnitt ist im Verhältnis zum Vortrag in erweiterter Fassung wiedergegeben, da er als Probe der Rechnung wichtig erscheint.

[7]) Es sei erwähnt, daß die Schar der angenommenen Biegelinien (6) schon so günstig gewählt ist, daß auch das Minimum unserer Funktion $X_2(n, \varkappa)$ den Wert 1 hat, wie es bei Voraussetzung der wahren elastischen Linien der Fall ist.

[8]) Im Gegensatz zur unteren „Grenze", die wirklich erreicht wird.

[9]) Wie mir nachträglich bekannt wird, ist diese für den vorliegenden speziellen Fall abgeleitete untere Schranke enthalten in einem allgemeinen Satz, nach dem das Quadrat der Frequenz eines elastischen Systems, das mehreren Kräften unterworfen ist, die unabhängig voneinander die potentielle Energie des Systems beeinflussen, stets größer ist als die Summe der Frequenzquadrate, die das System haben würde, wenn jeweils nur eine der Kräfte auf das System wirkte. Der Satz stammt von Lamb und Southwell und findet sich in den Proc. Roy. Soc., Bd. 99 (1921)

Verfügung. Wir ziehen deshalb die Näherungslösungen von Hort[10]) zur Probe heran. Auf Grund der Hortschen Ableitungen ergibt sich z. B. für den Fall gleichzeitiger linarer Abnahme von Querschnitt und Trägheitsmoment:

$$\lambda_0^2 = 51{,}6 \frac{J_0 E}{\varrho_m F_0 l^4}$$

In diesem Falle wird nach unserer Rechnung (siehe Abb. 3) $X_{1\,\min} = 51{,}10$. Der Unterschied beträgt noch nicht $1^0/_0$, und zwar ist der hier bestimmte Wert als der kleinere nach dem Satz von Rayleigh der richtigere. Ebenso findet man für den Fall linearer Verjüngung des Querschnitts und quadratischer Abnahme des Trägheitsmoments nach Hort für den Zahlenfaktor in λ_0^2 43,75, während wir erhalten 40,75 (Abb. 3). In diesem Fall ist der letzte Wert um rund $7^0/_0$ besser. Geht man zu noch stärkeren Verjüngungen über, so macht sich der Unterschied noch mehr bemerkbar. Der Grund ist darin zu suchen, daß die Hortschen Formeln nur für schwach verjüngte Stäbe Gültigkeit beanspruchen.[11])

Auf Grund dieses Vergleichs erweisen sich also auch die hier errechneten Biegungsfrequenzen bei Abwesenheit von Fliehkräften als brauchbar und den Ergebnissen früherer Rechnungen überlegen.

Ist in ungewöhnlichen Fällen λ_0 aus dem Versuch bestimmt, so geschieht die Berechnung der Frequenzen für verschiedene Winkelgeschwindigkeiten nach Abb. 2 mit der obengenannten Genauigkeit.

Nach diesen Fehlerabschätzungen dürfen wir behaupten, daß die von der Praxis zu fordernde Genauigkeit von der ausgeführten Rechnung meist überboten sein wird.

5. Vergleich mit älteren Formeln

Das hier über Biegungsschwingungen umlaufender Stäbe gefundene Ergebnis ist ganz allgemein, unabhängig von dem Problem der Luftschraubenschwingungen, von Wichtigkeit. Die gefundenen Formeln haben vor älteren den Vorteil voraus, weitgehend genau zu sein und im ganzen Bereich der Winkelgeschwindigkeiten von $\omega = 0$ bis $\omega = \infty$ Gültigkeit zu besitzen.

Die bekannten Formeln für die Biegungsfrequenz rotierender Stäbe sind von der Form:

$$\lambda^2 = C_1 \frac{E J_0}{\varrho_m F_0 l^4} + C_2 \omega^2 \qquad (13)$$

wo C_1 und C_2 zwei Konstanten sind. Diese Formel kann nur in einem verhältnismäßig kleinen Bereich von ω eine gute Näherung darstellen, weil der Ableitung von Gl. (13) nur eine einzige Schwingungsform zugrunde gelegt wird, die einem ganz bestimmten Verhältnis von elastischer Kraft zu Fliehkraft mehr oder minder gut angepaßt ist. Z. B. nähert sich die Frequenz nach (13) mit wachsendem ω dem Wert $\lambda^2 = C_2 \omega^2$, während für $\omega = \infty$ — wie gezeigt — $\lambda = \omega$ werden muß.

Die erste Anwendung der Rayleighschen Gedankengänge auf eine ähnliche Aufgabe (Stab am Rande einer umlaufenden Scheibe) ist m. W. von Stodola gemacht worden.[12]) Die dort aufgestellte Formel ist jedoch auf den Fall der Luftschraube nicht übertragbar. Sie würde sonst für große ω liefern: $\lambda < \omega$, im Widerspruch mit (12). Vom Standpunkt des streng formulierten Satzes von Rayleigh ist zur Rechnung von Stodola zu bemerken, daß die vorausgesetzten Formänderungen keine möglichen Biegungsschwingungslinien sind, da die Randbedingungen am freien Stabende nicht befriedigt werden. Das äußert sich in der unserer Gl. (8) entsprechenden Stodolaschen Formel, indem diese bei konsequenter Behandlung ein physikalisch sinnloses Ergebnis liefern würde. Diese Stellungnahme schien uns angebracht, weil aus ihr hervorgeht, daß — besonders bei undurchsichtigeren Aufgaben als der behandelten — der Satz von Rayleigh in möglichst strenger Form verwendet werden sollte, will man nicht zu Fehlschlüssen geführt werden.

Eine frühere Untersuchung, die zu einem über die Form (13) hinausgehenden Ergebnis führt, ist die von Southwell und Gough.[13]) Dort wird die wahre Frequenz abgeschätzt durch Bildung einer oberen und einer unteren Grenze. Die letztere wird entwickelt aus dem oben zitierten allgemeinen Satz von Lamb und Southwell in Übereinstimmung mit Ungleichung (12). Die obere Grenze hat allerdings wieder die Form (13), so daß der Betrag der Entfernung zwischen oberer und unterer Grenze mit wachsendem ω beliebig groß wird.

6. Praktische Ergebnisse

Zunächst ist festzustellen, daß die Eigenfrequenz für Biegung stets oberhalb der Erregungsfrequenz ω liegt. Das ist ungünstig, denn nur wenn die Erregungsfrequenz merklich oberhalb der Eigenfrequenz liegt, ist — bei kleiner innerer Dämpfung — mit voller Abdämpfung der Erregung zu rechnen. Es kommt also darauf an, wie weit bei den Abmessungen üblicher Luftschrauben die Eigenfrequenzen sich den Drehzahlen nähern.

[10]) W. Hort, Berechnung der Eigentöne nicht gleichförmiger, insbesondere verjüngter Stäbe, Zeitschr. f. techn. Phys. 6 (1925), 181.

[11]) Er liegt nicht darin, daß z. B. im Falle quadratischer Verjüngung des Trägheitsmomentes: $J = J_0 (1 - \xi)^2$ der in Frage kommende Ansatz bei Hort lautet: $J = J_0 (1 - \xi - \frac{1}{4} \sin \pi \xi)$, denn die beiden Ansätze lassen sich zahlenmäßig kaum unterscheiden.

[12]) Stodola, a. a. O § 195

[13]) Technical Report of the Aeronautical Research Committee for 1921—22, Reports and Memoranda 766.

In Abb. 4 (Kurven I—IV) sind für einen besonders dünnblättrigen Metallpropeller auf Grund der Kurven von Abb. 2 die Biegungsfrequenzen in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit aufgetragen. Die Kurven I—IV entsprechen vier Propellern gleichen Wurzelquerschnitts aber verschiedener Verjüngung: I ist der zylindrische Balken, III und IV (lineare Querschnitts-, quadratische bzw. kubische Trägheitsmoments-Verjüngung) entsprechen praktischen Schraubenformen.

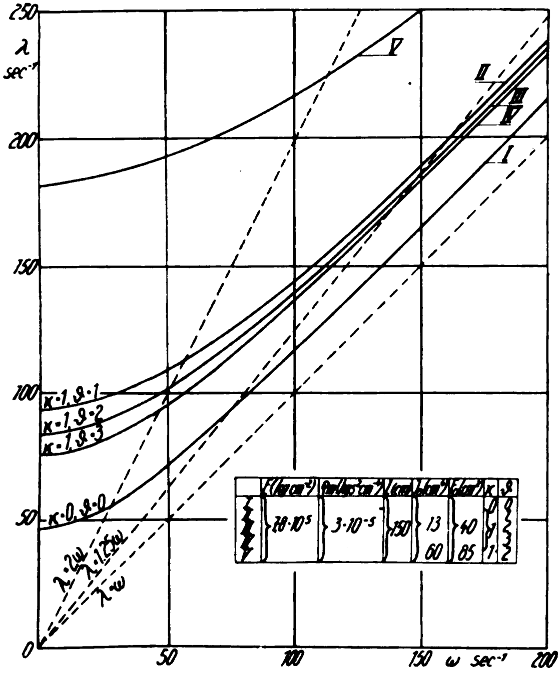
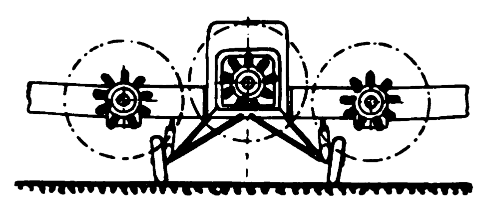


Abb. 4. Biegungsfrequenzen verschiedener Luftschrauben (s. Zahlentafel in der Abb.) in Abhängigkeit von der Umlaufgeschwindigkeit

Um die Gefahrengrenze für ein bestimmtes Schraubenblatt festzustellen, muß man einmal die Schwingungsfestigkeit des Blattes, ausgedrückt durch die höchstzulässige Amplitude, und zweitens die Größe der Erregung kennen. Beides läßt sich feststellen.[14]) Dann kann man auf Grund der bekannten Resonanzkurven schließen, daß bei einem gewissen Verhältnis von Erregungsfrequenz zu Eigenfrequenz die Amplituden das durch die Schwingungsfestigkeit gegebene Maß überschreiten. Nimmt man vorläufig einmal an, diese Grenze würde erreicht für $\frac{\omega}{\lambda} = 0{,}8$, dann geben in Abb. 4 die Schnittpunkte der Geraden $\lambda = 1{,}25\,\omega$ mit den verschiedenen Frequenzkurven die Drehzahlen an, bei denen das betreffende Schraubenblatt gefährliche Schwingungen auszuführen beginnt. Das zylindrische Blatt würde schon bei $\omega = 70\ \text{sec}^{-1} \simeq 700$ U/min gefährdet sein, das verjüngte Blatt III etwa erst bei ~ 1500 U/min.

Andererseits sind in Abb. 4 die errechneten Frequenzen für eine wesentlich stärkere Schraube (Kurve V) eingetragen. Die Schraube ist von den Abmessungen einer Reed-Schraube, wie sie auf dreimotorigen Verkehrsflugzeugen läuft (Abb. 5). Schrauben dieses Musters haben in zahlreichen Fällen Anrisse erlitten oder sind im Betrieb zu Bruch gegangen.

Aus dem Verlauf der Kurve V liest man ab, daß im Bereich der normalen Drehzahlen die Eigenfrequenzen der Schraube bestimmt nicht in die Nähe der Drehzahl kommen. Sehr wohl nehmen sie aber Werte an, die gleich dem Zweifachen der Umlaufzahl sind, und zwar tritt diese ausgesprochene Resonanz gerade ein im Bereich der Drehzahlen des Reiseflugs von 1000—1200 U/min.


Abb. 5. Skizze der Anordnung der Luftschrauben auf einem dreimotorigen Flugzeug. (Nach „Flugsport" 1927, S. 489)

Stellt man sich nun das Strömungsfeld einer Schraube eines dreimotorigen Flugzeugs (Abb. 5) vor, so ist offensichtlich, daß die Schraube bei jedem Umlauf durch zwei Störungsgebiete hindurcheilt. Für die Seitenschrauben erfolgen die beiden Erregungen beim Vorüberstreichen am Tragflügel in einer Entfernung von nur $^1/_3$ Flügeltiefe. An den inneren Stellen tauchen sie gleichzeitig auch in den Schraubenstrahl der Mittelschraube, der sich wegen des Flugzeugrumpfes nach hinten verbreitert. Die Mittelschraube arbeitet in etwa doppelter Entfernung von den Flügeln wie die Seitenschrauben. Sie wird durch die Flügel wie durch die zurückliegenden Seitenschrauben nur in sehr geringem Maße beeinflußt werden. Tatsächlich sind bei Mittelschrauben weniger Beanstandungen vorgekommen, aber auch bei ihnen sind sie nicht ganz ausgeblieben.

Im ganzen wird man in dem geschilderten praktischen Beispiel eine recht gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Erfahrung erblicken dürfen. Die Rechnung (s. Abb. 4) zeigt weiter, daß es in einem Falle wie den besprochenen

[14]) Die Erregung, die eine Schraube in der Nähe eines Tragflügels erfährt (Änderung der Anblasgeschwindigkeit und des Anstellwinkels des Schraubenblattes), läßt sich auf Grund einfacher Formeln der Tragflügeltheorie angenähert berechnen. Für das gestörte Geschwindigkeitsfeld hinter eine Tragfläche liegen schon zu anderem Zwecke am fliegenden Flugzeug ausgeführte Messungen vor; siehe z. B. M. Schrenk, Über Profilwiderstandsmessung im Fluge nach dem Impulsverfahren, Luftfahrtforschung Bd. II, Heft 1.

unter Umständen besser wäre, eine biegungsweichere Schraube zu nehmen, die solche Eigenfrequenzen hat, daß im Hauptbetriebszustand die Erregung über der Eigenfrequenz liegt. Dann werden die Erregungen gut abgedämpft.

V. Zusammenfassung

Zusammenfassend sind als praktische Ergebnisse der Untersuchung zu nennen:

1. Vom Standpunkt der Schwingungsfestigkeit ist die Schraube am günstigsten, bei der Schwingungen in jedem Freiheitsgrad unabhängig von dem anderen stattfinden können.

2. Torsionsschwingungen von Luftschrauben liegen gewöhnlich so hoch, daß die Gefahr der Resonanz durch Erregungen, die mit der Drehzahl oder dem Doppelten erfolgen, nicht in Frage kommt.

3. Bei der Luftschraube überwiegen die elastischen und Massenkräfte die Luftkräfte so stark, daß diese für die Frequenzen der Luftschraubenschwingungen praktisch belanglos sind.

4. Biegungsschwingungen scheinen die wesentliche Ursache für Ermüdungsbrüche von Schrauben zu sein. Die Vorausberechnung der Biegungsfrequenzen von Luftschrauben in Abhängigkeit von der Drehzahl ist nach dem angegebenen Verfahren mit großer Genauigkeit und in kürzester Zeit zu bewerkstelligen.

5. Bei genügend großen Drehzahlen kommt jede Schraube in Resonanzschwingungen für Biegung.

6. Zur Erhöhung der Biegungsfrequenz ist starke Verjüngung des Querschnitts günstig, das Trägheitsmoment bleibt besser überall möglichst groß.

7. Die Anordnung der Schraube relativ zum Tragflügel ist von großer Wichtigkeit. Selbst sehr feste Schrauben können gefährdet werden dadurch, daß sie bei ungünstigem Einbau durch Erregungen von der Periode der zweifachen Drehzahl in Resonanzschwingungen geraten. In solchen Fällen ist unter Umständen die biegungsweichere Schraube vorzuziehen.

(Eingelaufen am 6. Juli 1929)

Eine Berichtigung der Gleichungen des Schlingertanks

Von M. Schuler, Göttingen

Inhalt: Bei früheren Berechnungen des Schlingertanks wurden verschiedene Ergebnisse von Frahm und dem Verfasser erhalten. Der Unterschied ist zurückzuführen auf die Fassung der Ausgangsgleichungen. Es wird die Theorie der gekoppelten Schwingungen kurz besprochen, da der Schlingertank gekoppelte Schwingungen ausführt. Dabei wird bewiesen, daß bei dem Schlingertank nur Trägheits- und Reibungskopplung möglich sind, dagegen Kraftkopplung ausgeschlossen ist, mit der bisher stets gerechnet wurde. Zum Schluß werden die richtigen Differentialgleichungen des Schlingertanks aufgestellt.

In diesem Aufsatz will ich versuchen, eine Berichtigung der Gleichungen des Schlingertanks zu geben, die seinerzeit von Frahm aufgestellt wurden. Der Schlingertank hat den Zweck, die Schlingerbewegungen des Schiffes, die durch die Meereswellen angestoßen werden, zu verringern. Die Abb. 1 zeigt Ihnen eine Skizze des Schlingertanks.

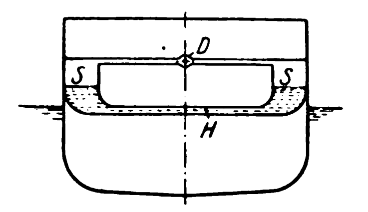


Abb. 1. Frahmscher Schlingertank

Wir haben einen Querschnitt durch das Schiff, in das rechts und links je ein Wassertank (S) eingebaut ist. Die beiden Tanks sind unten durch einen Wasserkanal (H) und oben durch einen Luftkanal miteinander verbunden. Sie werden zur Hälfte mit Wasser gefüllt, so daß dieses in dem U-förmigen Rohre schwingen kann. Wir haben also zwei schwingende Systeme, deren Schwingungen gekoppelt sind:

I. das Schiff, II. das Wasser.

Ich muß nun an meine Ausführungen auf dem Kongreß für technische Mechanik in Zürich (1926) anknüpfen.[1]) Ich berechnete damals einen Schlingertank und kam zu vollkommen anderen Ergebnissen als seinerzeit Frahm[2]).

Nach Frahm arbeitet ein Tank am günstigsten, wenn seine Schwingungszeit abgestimmt ist mit der Eigenschwingungszeit des Schiffes. Bei dem von mir gerechneten Beispiel dagegen kann ein solcher abgestimmter Tank versagen. Die Ursache der abweichenden Ergebnisse liegt in dem anderen Ansatz der Differentialgleichungen. In Zürich konnte ich noch nicht beweisen, daß der Ansatz von Frahm falsch sei. Ich hoffe, daß mir heute dieser Beweis gelingen wird. Da die Gleichungen von Frahm in alle neuen Bücher der Schwingungslehre und Mechanik als richtig übernommen wurden, so halte ich es für wichtig, daß man auf diesen Fehler hinweist.

Es gibt drei Arten von Kopplungen, die man streng auseinanderhalten muß:

[1]) Verh. d. 2. intern. Kongr. f. techn. Mech., Zürich 1926.

[2]) H. Frahm, Neuartige Schlingertanks zur Abdämpfung von Schiffsrollbewegungen und ihre erfolgreiche Anwendung in der Praxis; Jahrbuch d. Schiffbautechn. Gesellsch. 1911.

1. Kraftkopplung.

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & \Theta_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} + c_1 \cdot \alpha_1 - G \cdot \alpha_2 = 0 \\ \text{II.}\quad & \Theta_2 \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} + c_2 \cdot \alpha_2 - G \cdot \alpha_1 = 0\,. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Die Kopplungskraft ist proportional dem Winkelausschlag. Als Modell dienen zwei Pendel, die durch eine Feder zusammen verbunden sind.

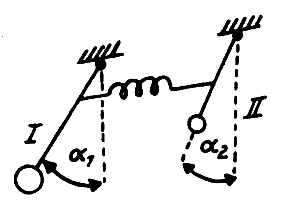


Abb. 2. Kraftkopplung

2. Trägheitskopplung.

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & \Theta_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} - F \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} + c_1 \cdot \alpha_1 = 0 \\ \text{II.}\quad & \Theta_2 \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} - F \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} + c_2 \cdot \alpha_2 = 0\,. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Die Kopplungskraft ist proportional der Beschleunigung. Als Modell dienen zwei Pendel, die aneinander angehängt sind.

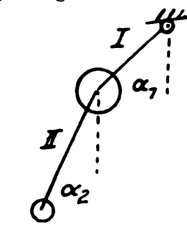


Abb. 3. Trägheitskopplung

3. Reibungskopplung.

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & \Theta_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} + R \cdot \left(\frac{d \alpha_1}{d t} - \frac{d \alpha_2}{d t}\right) + c_1 \cdot \alpha_1 = 0 \\ \text{II.}\quad & \Theta_2 \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} + R \cdot \left(\frac{d \alpha_2}{d t} - \frac{d \alpha_1}{d t}\right) + c_2 \cdot \alpha_2 = 0\,. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

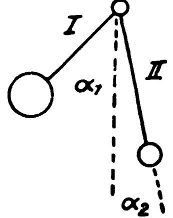


Abb. 4. Reibungskopplung

Hier ist die Kopplungskraft proportional der Geschwindigkeit. Als Modell dienen zwei Pendel, die um denselben Drehpunkt schwingen und Reibungskräfte aufeinander ausüben.

Bei der Fassung muß immer die Geschwindigkeitsdifferenz auftreten. Wir hätten auch die Kopplungen Gl. 1 und Gl. 2 so schreiben können, daß die Winkeldifferenz und die Beschleunigungsdifferenz beider Pendel vorkommen. Doch ist obige Darstellung für die folgenden Betrachtungen geeigneter.

Frahm stellte sich auf folgenden Standpunkt: Die Rückwirkung des Wassers auf das Schiff hängt ab von der Verteilung des Wassers in den Tanks, also von dem Schwingungswinkel des Tankwassers. Wir haben Kraftkopplung. Ferner muß das Wasser in dem Verbindungsrohr beschleunigt werden. Wir haben auch Trägheitskopplung. Die Reibung zwischen Tankwasser und Schiff machte Frahm so klein wie möglich und vernachlässigte sie deshalb ganz in der Rechnung. Der Ansatz von Frahm lautete also:

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & \Theta_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} - F \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} + c_1 \cdot \alpha_1 - G \cdot \alpha_2 = 0 \\ \text{II.}\quad & \Theta_2 \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} - F \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} + c_2 \cdot \alpha_2 - G \cdot \alpha_1 = 0\,. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Im Gegensatz hierzu sagte ich, daß nur die Reibung Energie vernichten kann. Ein Abklingen der Schwingungsenergie kann man nie durch Trägheitskopplung oder Kraftkopplung erreichen. Ich schloß daraus, daß die Reibungskopplung das wichtigste ist. Deshalb berechnete ich die Schwingungen für alleinige Reibungskopplung nach Gl. 3. Dabei ergab sich für jeden Tank eine ganz bestimmte Größe der Reibungskopplung, bei der am meisten Energie vernichtet wird, der Tank also am günstigsten arbeitet.

Ich behaupte nun, daß der Ansatz von Frahm falsch ist, denn Kraftkopplung ist nicht vorhanden. G ist immer null. Die Trägheitskopplung (Konstante F) wird dagegen von mir anerkannt. Man könnte nun entgegnen, daß man den Kopplungskoeffizienten zwischen Kraft- und Trägheitskopplung hin- und herwerfen kann und damit die Größe von G gar nicht zu bestimmen sei. Berechnet man nämlich aus Gl. 1, II. den Wert von α_2 und setzt diesen Wert in Gl. 1, I. ein, so erhält man folgende Fassung:

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & \Theta_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} + G \cdot \frac{\Theta_2}{c_2} \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} \\ & \qquad + \left(c_1 - \frac{G^2}{c_2}\right) \cdot \alpha_1 = 0 \\ \text{II.}\quad & \Theta_2 \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} + G \cdot \frac{\Theta_1}{c_1} \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} \\ & \qquad + \left(c_2 - \frac{G^2}{c_1}\right) \cdot \alpha_2 = 0\,. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Dabei ist dieselbe Umformung auch für α_1 durchgeführt. Man erhält Trägheitskopplung (Gl. 5) aus der früheren Kraftkopplung (Gl. 1). Bei freien Schwingungen läßt sich also der Kopplungskoeffizient zwischen Kraft und Trägheit hin- und herwerfen. Bei erzwungenen Schwingungen ist dies aber nicht mehr möglich. Die erzwungenen Schwingungen sind aber gerade das Ausschlaggebende, denn wir wollen wissen, wie sich das Schiff bei Seegang verhält. Der Wellenanstoß wirkt nur auf das Schiff und nicht auf das Tankwasser. Deshalb machen wir folgenden Ansatz für die erzwungenen Schwingungen mit Kraftkopplung:

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & \Theta_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} + c_1 \cdot \alpha_1 - G \cdot \alpha_2 = P \cdot e^{i \omega t} \\ \text{II.}\quad & \Theta_2 \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} + c_2 \cdot \alpha_2 - G \cdot \alpha_1 = 0 \,. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Nun versuchen wir dieselbe Umformung wie in Gl. 5 und erhalten:

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & \Theta_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} + G \frac{\Theta_2}{c_2} \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} \\ & \qquad + \left(c_1 - \frac{G^2}{c_2}\right) \cdot \alpha_1 = P \cdot e^{i \omega t} \\ \text{II.}\quad & \Theta_2 \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} + G \frac{\Theta_1}{c_1} \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} \\ & \qquad + \left(c_2 - \frac{G^2}{c_1}\right) \cdot \alpha_2 = P \cdot \frac{G}{c_1} \cdot e^{i \omega t} \,. \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Wir haben die Kraftkopplung damit in Trägheitskopplung verwandelt, aber wir müssen nun einen Anstoß auf das Tankwasser einführen, der in Wirklichkeit gar nicht vorhanden ist. Sonst kann die Rechnung nicht stimmen. Bei allen erzwungenen Koppelschwingungen hat man also sehr vorsichtig zu sein, daß man die richtige Kopplung einsetzt, sonst erhält man völlig falsche Ergebnisse.

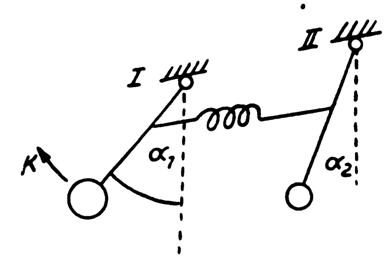


Abb. 5. Gleichgewichtsstörung bei Kraftkopplung

Hiermit ist gleichzeitig ein Weg gewiesen, wie man Kraft- und Trägheitskopplung voneinander unterscheiden kann. Man muß ein konstantes äußeres Kraftmoment einführen, das auf das I. System wirkt. Bei Kraftkopplung verlegt sich dadurch die Gleichgewichtslage des I. Systems und des II. Systems. Man erkennt dies sofort, wenn man sich die beiden, durch eine Feder gekoppelten Pendel vorstellt. Setzt man in Gl. 1, I. das konstante Moment K ein, so errechnet sich die Gleichgewichtslage:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1 &= K \frac{c_2}{(c_1 c_2 - G^2)} \\ \alpha_2 &= K \frac{G}{(c_1 c_2 - G^2)} \,. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Setzt man dagegen bei der Trägheitskopplung in Gl. 2, I. ein konstantes Moment K ein, so ergibt sich die Gleichgewichtslage:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1 &= K/c \\ \alpha_2 &= 0 \,. \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Wie man an zwei aneinander gehängten Pendeln erkennt, wird bei dauernder Auslenkung des Pendels I das Gleichgewicht des Pendels II nicht gestört. Lenke ich Pendel II aus, so muß ich beachten, daß K ein Kraftmoment ist, das aus den beiden entgegengesetzt gleichen Kräften K_1 und K_2 gebildet wird. Tatsächlich bleibt hier das erste Pendel senkrecht hängen, und nur das zweite Pendel wird ausgelenkt.

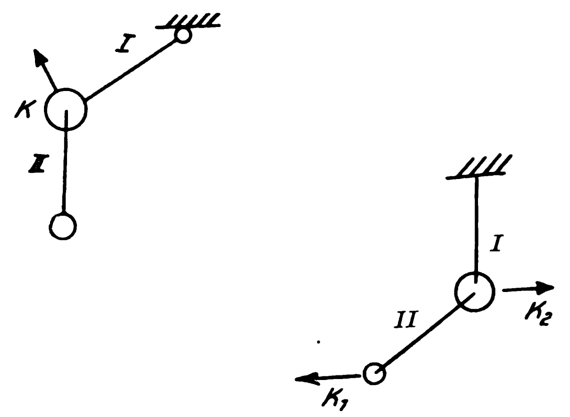


Abb. 6. Gleichgewichtsstörung bei Trägheitskopplung

Wendet man dieses Kriterium auf den Schlingertank an, so erkennt man, daß Kraftkopplung nicht vorhanden sein kann, gleichgültig, wie der Schlingertank im einzelnen gebaut ist. Neigt man nämlich das Schiff dauernd nach einer Seite, so stellt sich trotzdem das Wasser in den Tanks stets in die horizontale Gleichgewichtslage ein. Anders wird es nur, wenn man das Verbindungsrohr der Tanks mit einem Schieber absperrt. Dann ist aber der Schlingertank außer Betrieb gesetzt.

Daraus ergibt sich, daß alle Gleichungsansätze mit Kraftkopplung falsch sind und demnach alle Schlüsse, die daraus bisher gezogen wurden, hinfällig werden. Trägheitskopplung ist sicher vorhanden. Ihre Größe hängt sehr von der Konstruktion und der Lage der Tanks im Schiffe ab. Die Reibungskopplung wurde bisher bei den Kon-

struktionen möglichst gering gehalten. Es wurden z. B. Leitschaufeln in den Verbindungskanal eingebaut, damit keine Wasserwirbel entstanden. Das ist sicher falsch. Die Reibungskopplung ist für die Energievernichtung am wichtigsten. Ihre richtige Bemessung steht für die Ausnutzung der Tanks an

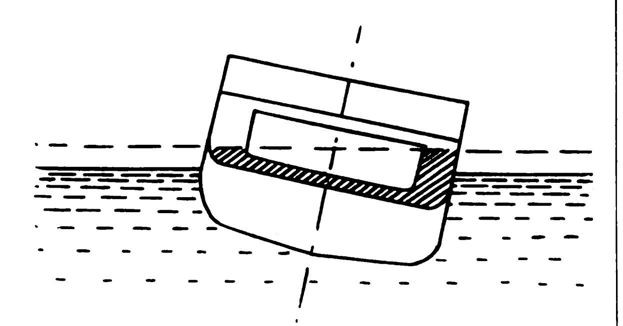


Abb. 7. Gleichgewichtsstörung beim Schiff mit Schlingertank

erster Stelle. Da die Reibung nur von der Differenz der Geschwindigkeiten zwischen Tank und Schiff abhängt, so ist sie als Kopplungsreibung einzuführen, und die Ansätze mit ungekoppelter Reibung sind unrichtig. Dabei ist die Reibung zwischen Schiff und Meer absichtlich vernachlässigt, da gerade die dämpfende Wirkung der Tanks studiert werden soll. Der richtige Gleichungsansatz für die Schwingungen eines Schiffes mit Schlingertank enthält also die Kopplungskonstanten F und R, sonst aber keine Reibungs- und Kopplungsgrößen.[3]) Die Differentialgleichungen der erzwungenen Schwingungen eines Schiffes mit Schlingertank lauten:

$$\left.\begin{aligned} \text{I.}\quad & \Theta_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} - F \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} \\ & + R \cdot \left(\frac{d \alpha_1}{d t} - \frac{d \alpha_2}{d t}\right) + c_1 \cdot \alpha_1 = P \cdot e^{i \omega t} \\ \text{II.}\quad & \Theta_2 \cdot \frac{d^2 \alpha_2}{d t^2} - F \cdot \frac{d^2 \alpha_1}{d t^2} \\ & + R \cdot \left(\frac{d \alpha_2}{d t} - \frac{d \alpha_1}{d t}\right) + c_2 \cdot \alpha_2 = 0 . \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

[3]) In der Diskussion wurde ich von Herrn W. Hort darauf aufmerksam gemacht, daß ein gewöhnliches Doppelpendel nur reine Trägheitskopplung ergibt, wenn man sich auf kleine Amplituden beschränkt. Beim Schlingertank werden aber sicher endliche Ausschläge vorhanden sein. Dies ist tatsächlich ein Fehler des Doppelpendels, wenn man es als Modell für die Trägheitskopplung verwendet. Die obigen Rechnungen sind dann genau, wenn man mit konstanten Werten c_1 und c_2 rechnen darf. Bei endlicher Amplitude des Doppelpendels sind diese Größen aber Funktionen von den Winkelausschlägen α_1 und α_2. Dadurch entstehen weitere Kopplungsglieder (siehe A. Föppl, Bd. VI). Gleichzeitig sind die Schwingungszeiten des Pendels nicht mehr konstant, sondern werden Funktionen der Amplitude. Die endliche Amplitude des Tankwassers kann nicht stören, solange der Tank symmetrisch gebaut ist; denn dann ist die Schwingungszeit unabhängig von der Amplitude des Tankwassers. Dagegen müssen wir uns auf kleine Amplituden des Schiffes (unter 30°) beschränken, da hier die Schwingungszeit eine Funktion der Amplitude ist. Dies ist kein großer Schade, da durch den Schlingertank die Schwingungen des Schiffes gering gehalten werden sollen.

Bei meinem Züricher Vortrag habe ich alleinige Reibungskopplung untersucht, d. h. den Sonderfall für $F = 0$. Frahm dagegen hat zum Beweise der Richtigkeit seiner Theorie Modelle gebaut, bei denen die Reibung möglichst klein ist. Wir erhalten aber für $R = 0$ reine Trägheitskopplung. In Abb. 8 ist Kurve I die Resonanzkurve des Schiffes

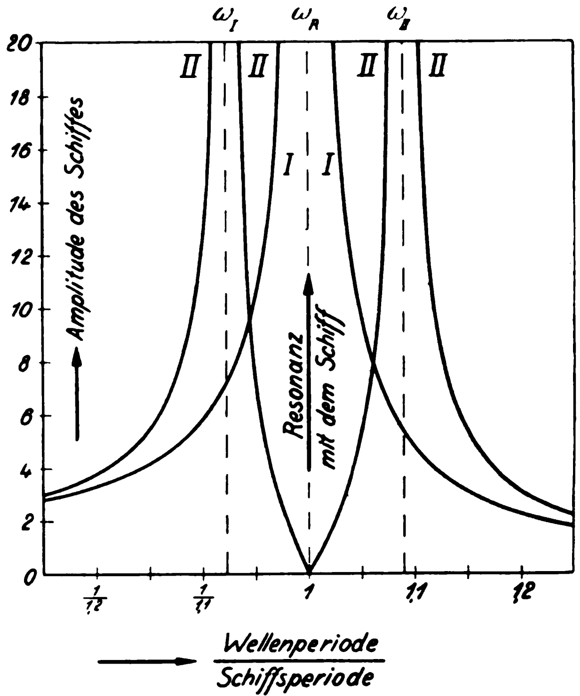


Abb. 8. Resonanzkurve bei reiner Trägheitskopplung

ohne Schlingertank abhängig von dem Verhältnis Wellenperiode / Schiffsperiode. Bei der Resonanzfrequenz ω_R wird das Schiff stark schlingern. Schalten wir nun einen Schlingertank ein, dessen Eigenschwingung gleich ω_R ist, der also mit der Schiffsschwingung abgestimmt ist, so erhalten wir die Resonanzkurve II. Sie wird bei ω_R null, hat aber zwei neue Resonanzpunkte bei ω_I und bei ω_{II}.

Lasse ich also die Wellenfrequenz ω_R auf das Schiff wirken und stelle den Tank an, so wird die Schlingerbewegung des Schiffes aufhören, die ohne Tank sehr groß war. Ändert aber die Meereswelle ihre Frequenz nach der einen oder der anderen Seite zu einem der neuen Resonanzpunkte, so wird das Schiff mit Tank stark schlingern; der Tank versagt. Da wir den Wellen nicht die Frequenz vorschreiben können wie dem mechanischen Antrieb des Modells, so können solche Versager immer vor-

kommen. Sie sind nur zu vermeiden, indem man eine Reibungskopplung von genügender Größe einführt. Dann werden die Resonanzpunkte ω_I und ω_{II} herabgesetzt. „Nur die Reibungskopplung kann Energie vernichten und somit ein Versagen des Schlingertanks verhindern."

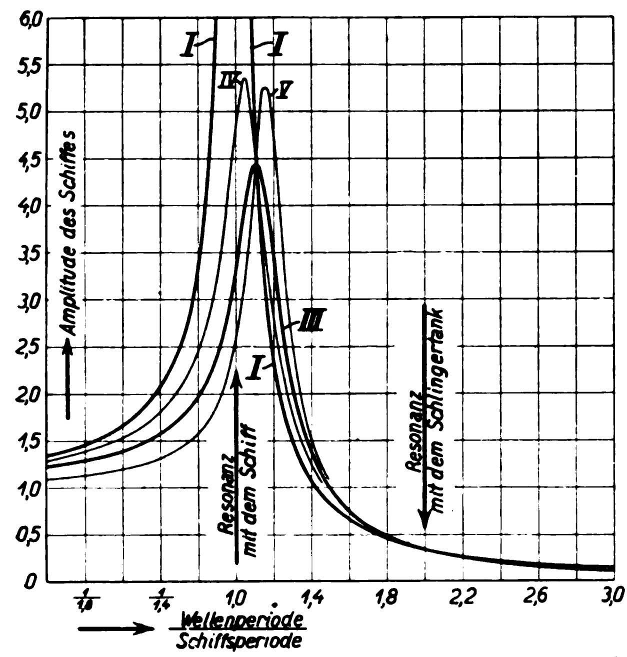


Abb. 9. Resonanzkurve bei reiner Reibungskopplung

In Abb. 9 ist die Resonanzkurve für reine Reibungskopplung, also der Sonderfall $F = 0$, gezeichnet. Kurve I ist wieder die Resonanzkurve des Schiffes ohne Schlingertank. Mit Schlingertank erhalten wir jetzt die Kurve III. Wir sehen, daß die Reibungskopplung Kurven von völlig anderem Charakter gibt als die Trägheitskopplung in Abb. 8. Kurve III hat nur ein einziges Maximum, aber auch keinen Nullpunkt. Dieser tritt für die Trägheitskopplung bei Resonanz mit dem Schlingertank auf. Für Reibungskopplung dagegen schneiden sich in diesem Resonanzfall Kurve III und I; d. h. das Schiff schwingt, als ob kein Schlingertank vorhanden wäre. Man muß also Tank und Schiff gegeneinander so weit verstimmen, daß dieser Punkt auf ein günstiges Gebiet der Kurve I fällt. Bei dem gezeichneten Beispiel ist eine Verstimmung 1:2 zwischen Schiff und Tank gewählt. Am ungünstigsten ist bei reiner Reibungskopplung der abgestimmte Tank; denn er versagt gerade im Resonanzfall, während bei reiner Trägheitskopplung der abgestimmte Tank am günstigsten war. Bei Kurve IV ist die Reibungskopplung geringer, bei Kurve V größer gewählt als bei III. In beiden Fällen liegt das Maximum höher. Es gibt also ein Optimum der Reibung, und hierfür ist Kurve III gezeichnet.

Überlagern sich nun Trägheits- und Reibungskopplung, so werden wir aus den Grenzfällen folgendes schließen können: Es gibt ein Optimum der Reibung. Da zu jeder Reibung eine Verstimmung von Schiff und Tank gehört, so gibt es auch ein Optimum der Verstimmung. Bei größeren Schiffen sind stets mehrere Schlingertanks vorhanden. Man wird dann die ungünstigen Resonanzstellen ω_I und ω_{II} möglichst weit für die einzelnen Tanks auseinanderschieben. Die Tanks sind also nicht nur gegen das Schiff, sondern auch untereinander entsprechend zu verstimmen.

Mit solchen gekoppelten Schwingungssystemen wird auf dem Gebiete der elektrischen Schwingungen bei der Telegraphie und Telephonie viel gearbeitet. Man nennt sie hier „Sperrketten". Im Schiffbau sind die Aufgaben aber lange nicht so einfach zu lösen, weil man die einzelnen Größen nicht so leicht verändern kann wie in der Elektrotechnik. Desto wichtiger ist hier die Vorausberechnung. Dazu gehört aber vor allem ein richtiger Ansatz der Ausgangsgleichungen.

Zusammenfassung

Zwischen Schiff und Schlingertank kann nur Trägheitskopplung und Reibungskopplung vorhanden sein, Kraftkopplung dagegen, mit der bisher fast immer gerechnet wurde, ist ausgeschlossen. Ebenso ist es unrichtig, die Reibung ungekoppelt einzuführen. Dann werden die neuen Schwingungsgleichungen für ein Schiff mit Schlingertank aufgestellt und die erzwungenen Schwingungen für die beiden Sonderfälle der reinen Trägheitskopplung und der reinen Reibungskopplung besprochen. Auf die Lösungsmöglichkeit bei gleichzeitiger Trägheits- und Reibungskopplung wird am Schluß hingewiesen.

(Eingegangen am 6. Juni 1929)

II. Erschütterungen, Geräusche und sonstige Schallfragen

Untersuchungen über Erschütterungsschwingungen und Geräusche

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium der S & H AG u. d. SSW AG)

Von H. Gerdien, H. Pauli und F. Trendelenburg.

Inhalt: Bericht über Untersuchungen von Erschütterungsschwingungen und Geräuschen, die mittels elektrisch arbeitender Methodik durchgeführt wurden. (Vorgetragen auf der Göttinger Schwingungstagung.)

In vielen Fällen treten Erschütterungsschwingungen zugleich mit Geräuschen auf, beispielsweise, wenn schwere Wagen über holpriges Pflaster fahren oder wenn Maschinen in der Nähe von Wohn- oder Büroräumen laufen.

Zur Beobachtung von Erschütterungen wurden bisher meist die hochentwickelten Geräte der Seismik nachgebildet. Dabei konnten die Pendelmassen um so viel kleiner gewählt werden, als die Amplituden der Erschütterungen größer waren, jedoch wurde bei den rein mechanisch arbeitenden Verfahren eine untere Grenze dadurch gesetzt, daß die Relativbewegung der Masse eine Hebelübersetzung und Schreibvorrichtung oder dergl. noch betätigen mußte.[1])

Die Messung von Geräuschen ist schon aus dem Grunde schwierig, weil, wie bei fast allen akustischen Vorgängen, nur sehr geringe Energien umgesetzt werden können. Oft sieht man deswegen von einer Aufzeichnung ab und begnügt sich damit, das Geräusch mit einem zweiten Geräusch zu vergleichen, dessen Stärke in bekannten Stufen regelbar ist[2]). Wenn es aber erwünscht ist, Aufzeichnungen zu machen, dann gilt es heute als selbstverständlich, daß man die geringe Energie nur zum Steuern eines Elektronenrelais benutzt und elektrisch jeweils so weit verstärkt, daß ein Aufzeichnungsgerät betätigt werden kann, wie z. B. bei der Untersuchung der Sprachklänge und Herztöne und bei der Schallplattenaufnahme.

Der Übergang zur elektrischen Verstärkung bringt unter anderem folgende Vorteile: das Registriergerät kann fest aufgestellt werden, während man mit dem Aufnahmegerät wandert; die Verstärkung kann während der Aufnahme verändert werden, was besonders bei Verkehrsmessungen vorteilhaft ist; ein und derselbe Verstärker kann mit verschiedenen auswechselbaren Aufnahmegeräten versehen werden. Wegen dieser Vorteile erschien es uns zweckmäßig, erstens beliebige Geräusche auch auf diese Weise zu untersuchen und zweitens auch bei den Erschütterungsmessungen von der mechanischen Vergrößerung zur elektrischen Verstärkung überzugehen. Seit Jahren sind in unserem Laboratorium Messungen auf diese Weise ausgeführt worden, über die im folgenden berichtet wird.

Bei Geräuschuntersuchungen müssen an das Mikrophon hinsichtlich Amplitudentreue und Frequenzbereich die höchsten Anforderungen gestellt werden. Kohlemikrophone sind wegen ihrer Reizschwelle wenig geeignet. Von den elektrodynamischen und elektrostatischen Mikrophonen bevorzugen wir letztere Art aus einem im folgenden erwähnten Grunde. Wir benutzen das Kondensatormikrophon nach Riegger in der Hochfrequenzschaltung nach Riegger[3]), dessen Brauchbarkeit bereits durch viele wissenschaftliche Arbeiten bekanntgeworden und das in früheren Veröffentlichungen eingehend beschrieben ist. Ebenso müssen die Verstärker einwandfrei arbeiten. Wir verwenden die bekannte Schaltung mit Widerstandskopplung.[4]) Zur Aufzeichnung des Stromes am Ausgang des Verstärkers dient ein Siemens-Oszillograph.

Um bei den Erschütterungsmessungen auf elektrische Verstärkung überzugehen, braucht man eine Vorrichtung zur Umsetzung mechanischer Bewegungen in elektrische Stromänderungen. Auch hier hat man die Wahl zwischen elektrodynamischen und elektrostatischen Mitteln. Da erstere nur auf Geschwindigkeiten ansprechen, ist ihre Empfindlichkeit bei tieferen Frequenzen geringer als bei höheren; die elektrostatischen Mittel, die die Schwingungsweite anzeigen, sind bei tiefen und bei hohen Frequenzen, die gerade bei Erschütterungen meist gleichzeitig vorliegen, gleich empfindlich und haben außerdem den Vorteil, statisch geeicht werden zu können. Daher benutzen wir analog zum Kondensatormikrophon ein kapazitives Aufnahmeorgan. Als Aufnahmemittel genügt ein einfacher Kondensator, der beispielsweise von einer Fläche des erschütterten Körpers und einer gegenübergestellten Fläche eines nicht erschütterten Körpers gebildet wird. Dieser Kondensator wurde an Stelle des Kondensatormikrophons an die vorhin genannte Einrichtung angeschlossen, und damit war eine vollständige Einrichtung zur Aufzeichnung von Erschütterungen zusammengestellt. Nur beim Verstärker mußte noch dafür gesorgt werden, daß er auch Schwingungen folgt, die unter der unteren Hörgrenze liegen. Das geschah entweder durch Vergrößerung der Kopplungskapazitäten oder für statische Vorgänge dadurch, daß diese Kapazitäten

---

[1]) Vgl. Steuding, Messung mechanischer Schwingungen, Berlin 1928, Anhang.

[2]) Barkhausen, Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 599.

[3]) Zeitschr. f. techn. Phys. **5** (1924), 577; **7** (1926), 187.

[4]) Zeitschr. f. techn. Phys. **8** (1927), 510.

durch Batterien ersetzt wurden; man erhält dann den sogenannten Gleichstromverstärker.

Damit wurden sowohl freie wie erzwungene Schwingungen, periodische wie unperiodische Vorgänge und sogar Veränderungen statischer Zustände aufgenommen, z. B. Deformationen unter der Wirkung von plötzlich auftretenden Drucken.

Die Verwendung eines Kondensators zur Messung von akustischen und von mechanischen Schwingungen ist in unserem Laboratorium seit Jahren weitgehend durchgebildet worden, es sei erinnert an die Arbeiten über die Aufzeichnung von Sprach- und von Geigenklängen[5]) und an die Untersuchungen

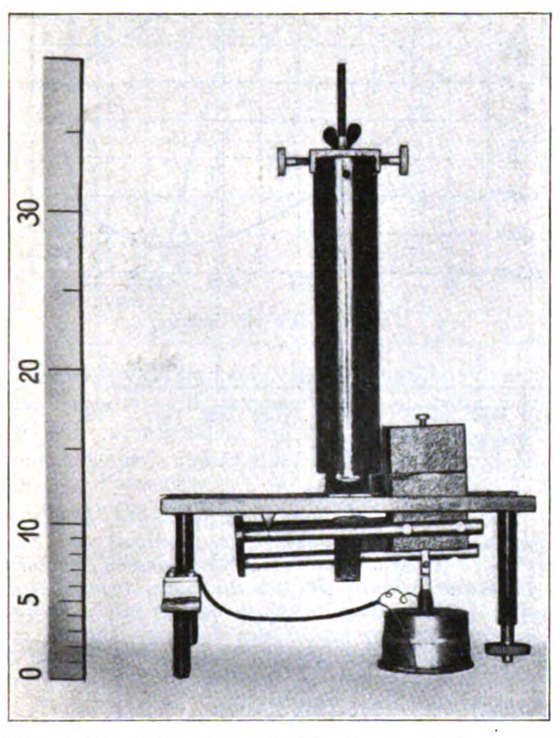


Abb. 1. Vertikalpendel nach Wiechert mit Meßkondensator

über die mechanischen Schwingungen des Geigenkörpers[6]). Inzwischen sind auch von anderer Seite derartige Versuche angestellt worden, so von Sachsenberg, Osenberg und Gruner[7]) und von H. Thoma[8]).

Als ruhende Masse gegenüber dem in Erschütterung beobachteten Körper haben wir entweder eine feste Unterlage oder ein Vertikalpendel nach Wiechert benutzt (Abb. 1). Dessen Masse war schon sehr klein, doch hätte es noch leichter gebaut werden können, weil es keine Leistung abzugeben braucht. Wie Abb. 1 zeigt, hängt unterhalb der Pendelmasse isoliert und in einer Schutzkapsel die eine Kondensatorplatte, während die andere unmittelbar auf dem erschütterten Körper befestigt wird. Schwingungen des Gestells sind bei dieser Anordnung ohne Einfluß. Die Eigenschwingung des Pendels betrug etwa 3 Sekunden, während die langsamsten beobachteten Vorgänge sich in 0,1 Sekunde abspielten; somit arbeiteten wir weit außerhalb der Resonanz und brauchten auf die Dämpfung keine besondere Sorgfalt zu verwenden.

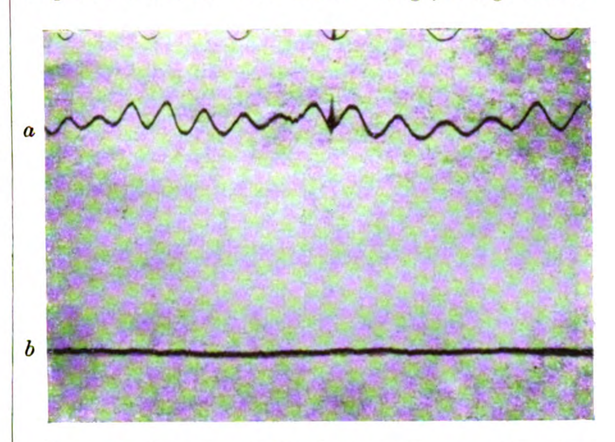


Abb. 2. Erschütterung des Fußbodens neben einer Maschine, die a) ohne, b) mit Gummifüßen aufgestellt wurde

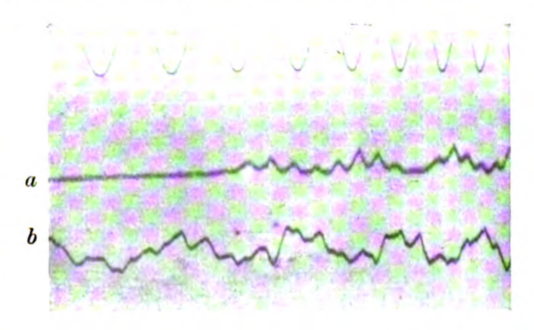


Abb. 3. a) Erschütterung, b) Geräusch von einer 2 Stockwerke tiefer stehenden Maschine

Es sei besonders noch bemerkt, daß die untere Empfindlichkeitsschwelle der Apparatur sehr niedrig liegt, eine Schwelle, wie sie bei einer mechanisch arbeitenden Registriervorrichtung auftritt, existiert nicht.

Mit diesem Pendel wurden z. B. die Erschütterungen des Fußbodens neben einem Motorgenerator beobachtet, der einmal hart auf den Zementboden das andere Mal auf vier Gummifüße aufgesetzt wurde. Abb. 2 zeigt die Aufzeichnungen. Von

---

5) H. Riegger u. F. Trendelenburg, Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 187; H. Backhaus, ebenda **8** (1927), 509, H. 11.

6) H. Backhaus, Zeitschr. f. techn. Phys. **9** (1928), 491,

7) Zeitschr. d. V. d. I. **72** (1928), 469.

8) Zeitschr. d. V. d. I. **73** (1929), 639; H. Thoma benutzt, ohne die älteren Arbeiten zu erwähnen, die Methode der halben Resonanzkurve nach H. Riegger in derselben Anordnung wie H. Backhaus, a. a. O.

derselben Maschine wurden im darüberliegenden Stockwerk Erschütterung und Geräusch zugleich gemessen. Abb. 3 zeigt die Aufnahmen und dazu eine Vergleichsschwingung von 50 Hz. Man sieht, daß die Grundschwingung von etwa 25 Hz, die der Drehzahl der Maschine entspricht, sowohl im Fußboden wie in der Luft vorhanden ist; außerdem sind bestimmte Oberschwingungen ausgeprägt. Eine andere Maschine wurde ebenso beobachtet, Abb. 4 zeigt die Aufnahmen.

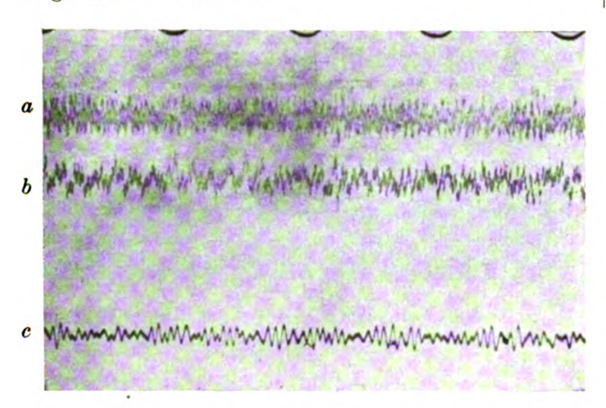


Abb. 4. a) Geräusch in „subjektiver", b) dgl. in „objektiver" Aufzeichnung, c) Erschütterung von einer Pumpe herrührend

Wenn wir uns nun fragen, welche Komponenten der eben gezeigten Geräuschbilder subjektiv am meisten störend empfunden werden, so könnte die objektive Aufzeichnung zu dem Schluß verleiten, daß dies z. B. bei 3 die auffallend starke Komponente von etwa 25 Hz sei. Das ist aber nicht der Fall, weil das menschliche Gehör für tiefe Frequenzen nur sehr geringe Empfindlichkeit besitzt. Somit werden die objektiv schwachen höheren Komponenten subjektiv als die stärksten empfunden werden. Zur quantitativen Auswertung im subjektiven Sinne müßte die Aufnahme einer Fourieranalyse unterworfen und jede Komponente mit ihrem Gehörswert multipliziert werden. Die Gehörswerte sind aus anderen Arbeiten bekannt.[9]) Die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres kann durch die sog. Hörfläche dargestellt werden (Abb. 5), ihr unterer Rand zeigt die Schwellenwerte für die einzelnen Komponenten, ihr oberer Rand diejenigen Lautstärken, bei denen Schmerzempfindung eintritt. Für dazwischenliegende Lautstärken müssen innerhalb der Hörfläche Linien gleicher Lautempfindung eingetragen werden, wie sie Abb. 6 zeigt. Man erhält aber ein für die praktischen Zwecke ausreichendes Bild, wenn man die Gehörsbewertung der Komponenten näherungsweise durch eine elektrische Einrichtung im Verstärker besorgen läßt. Man gibt dem Verstärker vorteilhaft einen solchen Frequenzgang, daß er einer dieser Kurven gleicher Lautstärke Rechnung trägt.[10])

Wir haben einen Verstärker so gebaut, daß er etwa der subjektiv geringsten Lautstärke entsprechend aufzeichnet, während ein zweiter im übrigen gleicher Verstärker objektiv gleichmäßig aufzeichnet. Abb. 7 zeigt den Frequenzgang des ersteren Verstärkers, verglichen mit der Gehörskurve. Da die Gehörskurve für größere Lautstärken sich mehr einer

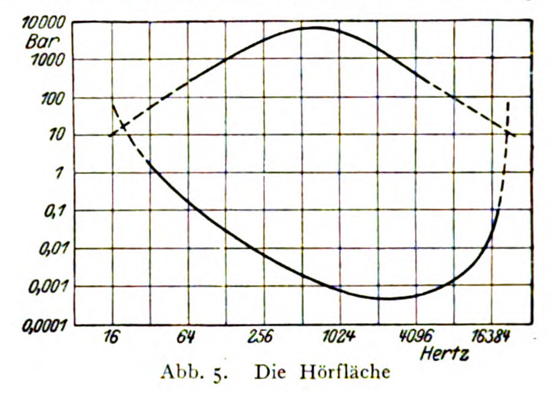


Abb. 5. Die Hörfläche

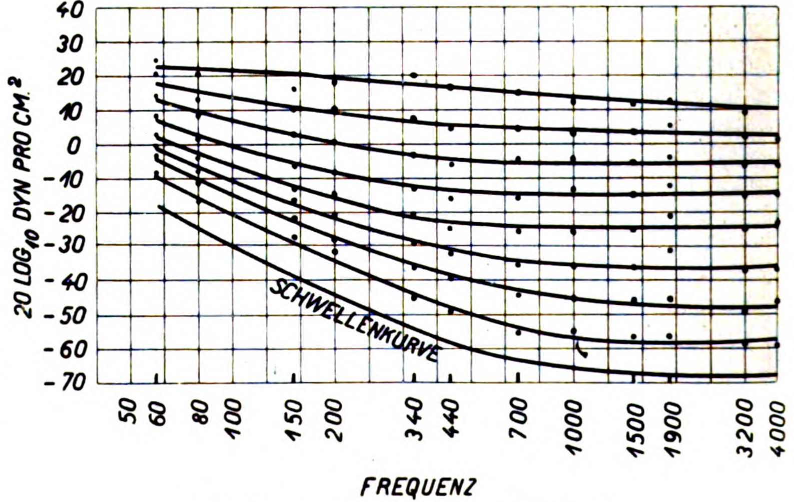


Abb. 6. Kurven gleicher subjektiver Lautstärke

[9]) Vgl. Handbuch d. Physik, Bd. VIII, 494 und 502, 1927.

[10]) Wie aus dem Obenstehenden hervorgeht, ist in den Verstärkern nur eine Korrektur entsprechend der Frequenzkurve der Gehörsempfindung vorgenommen, während die im einzelnen auch nicht genau erfaßbare Amplitudenkurve der Gehörsempfindung unberücksichtigt bleiben mußte. Dieses einseitige Vorgehen ist aber deswegen durchaus gerechtfertigt, weil eine Nichtberücksichtigung der Frequenzkurve weit größere Fehler bedingen würde, als die Vernachlässigung der Nichtlinearität.

Geraden nähert, so kann die objektive Aufzeichnung in erster Näherung auch verglichen werden mit dem Eindruck bei großer Geräuschstärke.

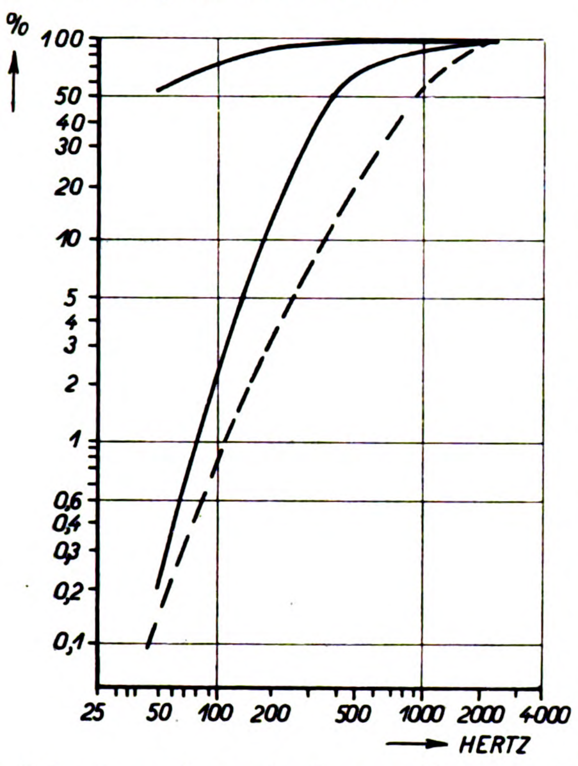


Abb. 7. Frequenzkurven der benutzten Verstärker, gestrichelt: Schwellenwertskurve des Gehörs

Auf Abb. 4 ist der Schall bei b) mit dem objektiv und bei a) mit dem subjektiv schreibenden Verstärker gleichzeitig aufgenommen worden. Noch deutlicher ist der Unterschied auf den folgenden Abbildungen zu sehen.

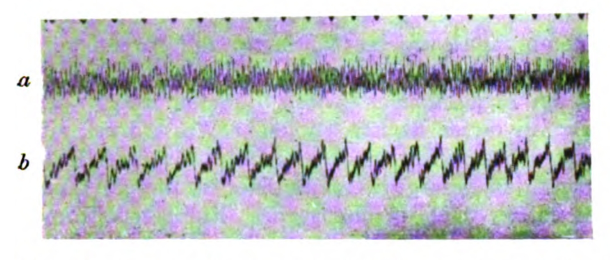


Abb. 8. Geräusch in einer Maschinenhalle: a) subjektiv, b) objektiv aufgezeichnet

Abb. 8 zeigt summende Geräusche in einer Maschinenhalle, vermischt mit dem tiefen Brummen eines Lautsprechers, der mit 50 Hz beschickt wurde. Man sieht, daß der tiefe Ton objektiv vorherrscht, während er für das menschliche Ohr zurücktreten muß. Dieser Schluß aus der Aufzeichnung stimmt vollkommen mit der subjektiven Wahrnehmung überein, daß die hohen Geräuschkomponenten den tiefen Ton fast verdecken. Abb. 9 zeigt Geräusche, wie sie beispielsweise bei einem mit Blechtonnen beladenen Wagen auftreten. Die Aufnahme zeigt, daß beim Anschlagen einer Tonne objektiv die Amplitude eines tiefen Tones sehr stark ist, während subjektiv nur blecherne Geräusche wahrgenommen werden.

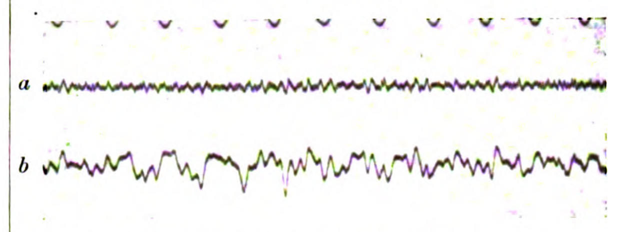


Abb. 9. Geräusch einer angeschlagenen Blechtonne: a) subjektiv, b) objektiv aufgezeichnet

Abb. 10 zeigt das Geräuschbild eines Autoauspuffs, einmal in objektiver und subjektiver Aufzeichnung und zum anderen Mal mit und ohne Auspufftopf. Letzterer soll die störende Wirkung der Auspuffgeräusche herabsetzen; er muß also die in der subjektiven Aufzeichnung hervortretenden hohen Töne besonders abdämpfen. Dies bewirkt der Auspufftopf dadurch, daß die von dem Motor kommenden harten Druckstöße in dem großen Volumen des Topfes so weit ausgeglichen werden, daß die höheren Komponenten nicht mehr so stark abgestrahlt werden. Die Wirkung ist aus unseren Aufnahmen zu erkennen und könnte quantitativ ausgewertet werden.

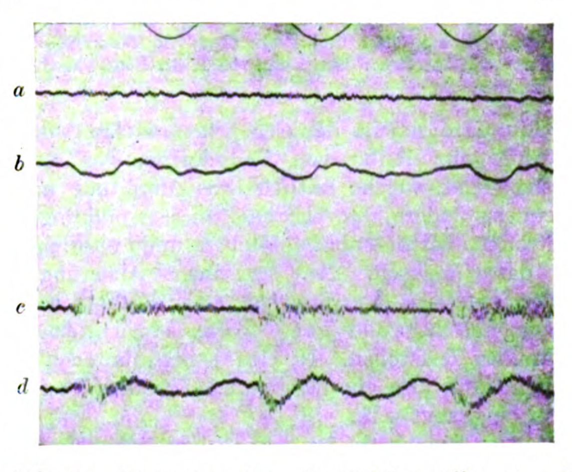


Abb. 10. Geräusche eines Automobilauspuffs: a) mit Auspufftopf, subjektiv; b) mit Auspufftopf, objektiv; c) ohne Auspufftopf, subjektiv; d) ohne Auspufftopf objektiv aufgezeichnet

Obige Beispiele sind der Deutlichkeit halber mit dem der Schwellenwertkurve entsprechend arbeitenden, also stark verzerrenden Verstärker ausgeführt worden. Für praktische Messungen bei verschiedenen Geräuschlautstärken wird es nötig und ist es leicht

möglich, einen Verstärker umschaltbar so einzurichten, daß sein Frequenzgang den verschiedenen Lautstärkekurven (vgl. Abb. 6) angepaßt werden kann, so daß man jeweils sofort ein der Lautstärke angemessenes, dem subjektiven Eindruck nahekommendes Bild erhält.

In entsprechender Weise haben wir auch bereits bei Erschütterungsmessungen einzelne Komponenten in der Aufzeichnung vor- bzw. zurücktreten lassen.

Zusammenfassung

Es wird über die Untersuchung von Erschütterungsschwingungen und Störgeräuschen berichtet, die mittels elektrisch (kapazitiv) arbeitender Methode durchgeführt wurden. Insbesondere wird darauf hingewiesen, welche Schwierigkeiten beim Vergleich objektiv gewonnener Geräuschbilder mit den Erfahrungen der subjektiven Gehörempfindung auftreten. Um einen unmittelbaren kritischen Vergleich zu ermöglichen, werden Geräuschbilder mit einer Apparatur aufgenommen, deren Frequenzkurven derjenigen des menschlichen Gehörs nahe kommt.

(Eingegangen am 6. Juli 1929)

Zur Aufnahme und Analyse von Schiffsgeräuschen

Von E. Lübcke.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns Berlin-Siemensstadt)

Inhalt: Beschreibung zweier klanggetreu arbeitender Wasserschallempfänger und Festlegung von Wasserschallspektren verschiedener Fahrzeuge nach oszillographischen Aufnahmen.

Ein Geräusch ist dadurch gekennzeichnet, daß in ihm eine Reihe von Teilschwingungen vorhanden sind, welche zeitlich ihre Amplitude und Frequenz ändern. Je schneller diese Änderungen auftreten, desto unharmonischer und unruhiger ist das Geräusch. Bei langsamen Änderungen nähert man sich dem Eindruck eines Klanges oder Klanggemisches und kann häufig einen tonalen Charakter feststellen. In einem bestimmten Geräusch kann also ein bestimmter Frequenzbereich auch bevorzugt sein.

Von Versuchen über die Feststellung von Schiffsgeräuschen sind bekannt die von P. Ludewig[1]), G. Barlow und H. B. Keene.[2]) Alle benutzten abgestimmte Empfänger. Die Abb. 1 zeigt einen Schnitt durch einen derartigen Geräuschempfänger. Das deutsche Aufnahmegerät bestand aus einem dickwandigen Bronzegehäuse *c*, das durch eine Bronzemembran *a* von 0,2 mm Stärke und etwa 50 mm Durchmesser abgeschlossen war. Die Eigenschwingung dieser Membran lag etwa bei 800 Hz. An ihr war durch einen Isolierstift *f* ein sog. Schüttelmikrophon *b* befestigt, d. h. ein kleines Kohlegries-Mikrophon mit vergoldeten Elektroden und von etwa 10 mm Durchmesser bei einem Abstand von etwa 2 mm. Die Änderungen des statischen Wasserdruckes änderten nur die Abstimmung der Aufnahmemembran, wirkten aber auf das Mikrophon gar nicht ein. Die Dämpfung des Empfängers war gering, daher neigten die

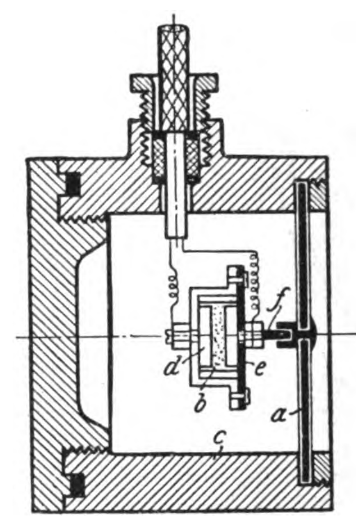


Abb. 1. Geräuschempfänger mit Schüttelmikrophon

Empfänger zum sog. „Klingeln", und die aufgenommenen Schallkurven zeigten eigentlich nur die Eigenfrequenzen des Empfängersystems und erlaubten keine zuverlässige Analyse der Geräuschkurven. Die englischen Empfänger (Abb. 2) hatten Membrandurchmesser von 100 und 50 mm und besaßen dünne Eisen- oder Gummimembranen, deren Eigenfrequenz zwischen 40 und 100 Hz lag. Da bei dieser Konstruktion der Wasserdruck sich stark bemerkbar machte, mußte für eine Kompensation gesorgt werden. Hier wurde mit einer variablen Unterbrechung des Empfängerstromes die Geräuschkurve analysiert. In Einzelheiten der Analyse muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. Die Resultate umfassen nur einen Frequenzbereich bis 100 Hz, sind also für Entscheidungen in Fragen des normalen Hörempfanges nicht brauchbar. Abb. 3 zeigt das Geräuschspektrum eines Motorbootes bei den Umlaufszahlen n und n' pro Sekunde mit drei verschieden abgestimmten Membranen aufgenommen. Man sieht, daß die Eigenschwingungszahl des Empfängers die benachbarten Harmonischen immer stark hervortreten läßt.

[1]) P. Ludewig, Phys. Zeitschr. **21** (1920), 305; vgl. auch E. Lübcke, Zeitschr. d V. d. I. **64** (1920), 837.

[2]) G. Barlow u. H. B. Keene, Phil. Trans. Royal Soc. London, A. **222** (1922), 131.

Nachdem inzwischen von verschiedenen Stellen für den Empfang von Luftschall Empfänger für große Frequenzbereiche gebaut waren — ich nenne nur das Kondensatormikrophon von H. Riegger[3]) und C. Wente[4]) — reizte es, die Feststellung von koppelte Membranen. Der ersten Membran stand im geringen Abstand von einigen Zehntel Millimeter eine gut isolierte Metallplatte gegenüber, damit war die Kapazität festgelegt. Ihre Änderungen beim Auftreffen der Schallschwingungen auf die Membran

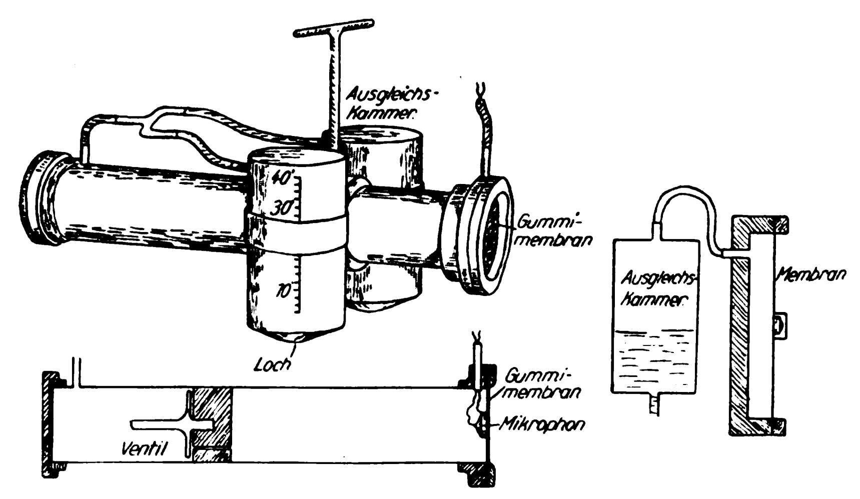


Abb. 2. Tiefabgestimmte Geräuschempfänger

Wasserschallgeräuschen noch einmal in Angriff zu nehmen. Hierzu sind im Forschungslaboratorium der Siemenswerke zwei Empfängertypen entwickelt worden: Der Kondensatorempfänger und der Kohledruckempfänger.

wurden nach der bekannten Methode der Hochfrequenzschaltung von H. Riegger[6]) verstärkt, gleichgerichtet und über einen Niederfrequenzverstärker auf die Oszillographenschleife gegeben. Die abgestimmten Membranen waren noch ver-

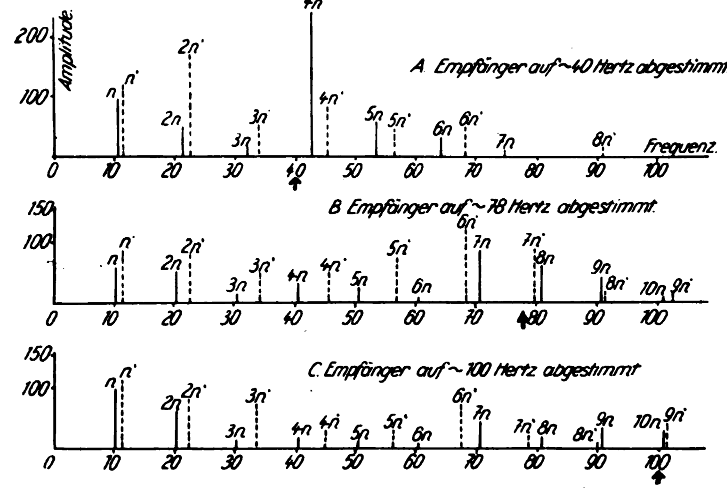


Abb. 3. Wasserschallspektrum eines Motorbootes nach Barlow und Kleene

Den Kondensatorempfänger zeigt Abb. 4 im Schnitt.[5]) Wir haben zwei fest miteinander gehältnismäßig schwach gedämpft. Auf Vorschlag von G. Lohrmann, der an diesen Untersuchungen beteiligt war, wurde eine Öldämpfung eingeführt. Diese wirkt auf die zweite Membran. Der Membranmitte steht wieder bis auf wenige Zehntel Millimeter ein festes Widerlager gegenüber. Der hintere Raum

[3]) H. Riegger, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern **3** (1924), 82.

[4]) E. C. Wente, Phys. Rev. **10** (1917), 39; **19** (1922), 498.

[5]) Einzelheiten der Konstruktion und weitere Meßergebnisse werden demnächst in den Wissenschaftl. Veröff. a. d. Siemenskonzern bekanntgegeben.

[6]) DRP 427769 vom 20. 9. 24 (H. Riegger).

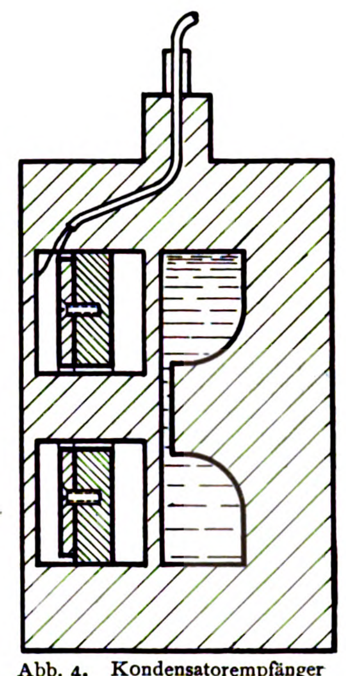


Abb. 4. Kondensatorempfänger

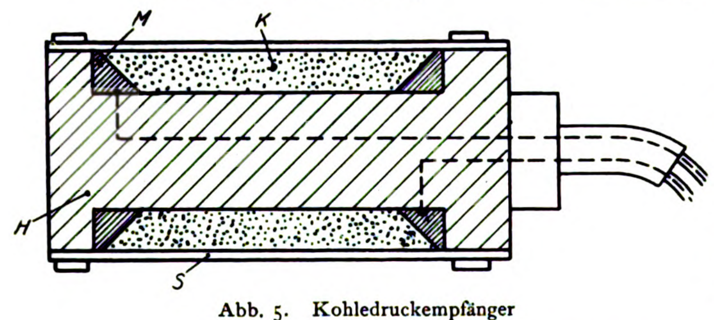


Abb. 5. Kohledruckempfänger

goldete Metallringe M als Elektroden eingelassen. Über diesen Stab wurde ein Gummischlauch S gezogen und der Zwischenraum mit feinem Kohlegries ganz stramm vollgefüllt. Eine Verschiebung der Kohleteilchen gegeneinander kann bei dieser Konstruktion nicht mehr vorkommen, es ist nur möglich, daß die Druckkomponente der auffallenden Schallschwingungen den Übergangswiderstand zwischen den Kohleteilchen verändert und damit den Schallschwingungen proportionale Widerstandsschwankungen hervorruft.

Die Aufnahme von Schiffsgeräuschen erfolgte mit dem Oszillographen. Die Abb. 6 zeigt den Verlauf der Schallschwingungen, wie sie bei einer einmaligen Drehung der Schraube eines Motorbootes auftreten. Die obere Kurve entspricht einer Zeitmarke von 100 Hz, die mittlere Kurve ist die mit dem Kondensatormikrophon aufgenommene und die untere diejenige, die gleichzeitig mit dem Kohledruckempfänger gewonnen ist. Wegen Abweichungen in der Phase sind die Kurven natürlich nicht identisch. Wie weit beide Empfänger tatsächlich gleichmäßig arbeiten, kann man an Hand der Schallspektren, die aus diesen Kurven gewonnen sind, ohne weiteres erkennen.

Die Festlegung des Frequenzspektrums nach dem Überlagerungsverfahren[8]) ist auch versucht worden, führte jedoch zu keinem Ergebnis, weil hier die Frequenzen und Amplituden im Gegensatz zu einem Klang zu stark schwanken und sich der Abstand zwischen Geräuschquelle und Empfänger im allgemeinen schon in kurzer Zeit stark ändert. Es mußte also jede aufgenommene Kurve einer

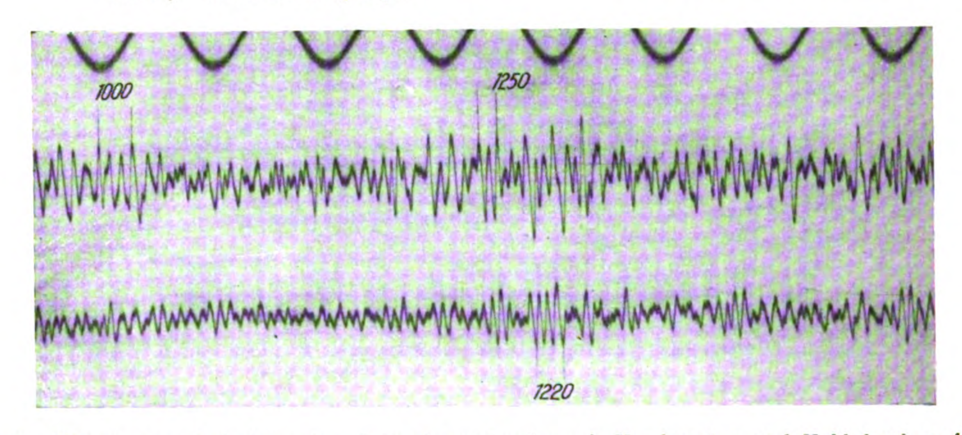


Abb. 6. Klanggetreue Aufnahme eines Schraubengeräusches mit Kondensator- und Kohledruckempfänger

war natürlich nicht ganz mit Öl gefüllt. Diese Dämpfung bewährte sich gut.

Der Kohledruckempfänger[7]) (Abb. 5) besteht aus einem Hartgummistab H. In diesen sind zwei ver-

harmonischen Analyse nach Foruier unterzogen werden. Hierbei wurde derart verfahren, daß als Grundperiode ein Hundertstel Sekunde zugrunde gelegt wurde. Dieser Abschnitt der Kurve wurde

[7]) DRP 474256 vom 22. 6. 27 (E. Lübcke).

[8]) M. Grützmacher, ENT. **4** (1927), 533.

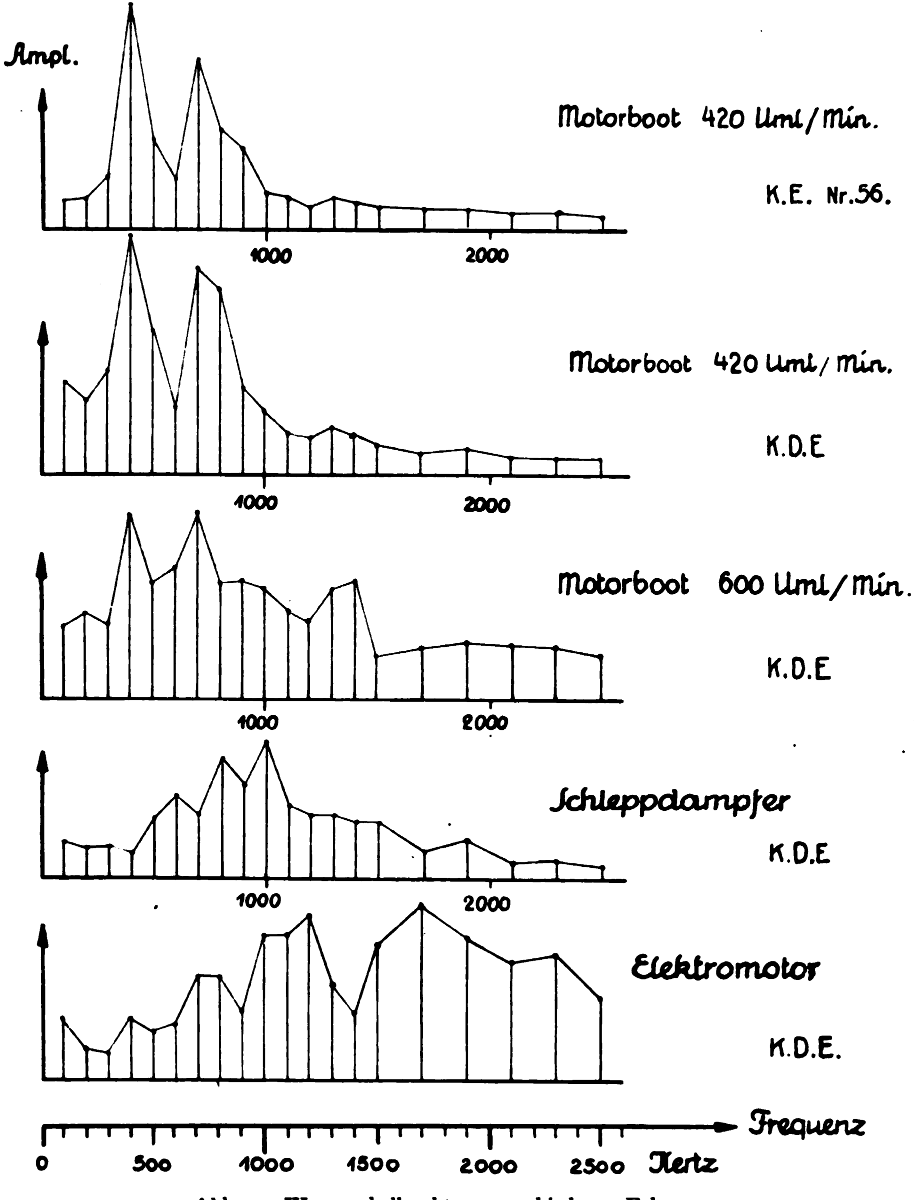


Abb. 7. Wasserschallspektren verschiedener Fahrzeuge

vergrößert und mit einem harmonischen Analysator nach O. Mader[9]) in seine einzelnen Oberschwingungen zerlegt. Die Frequenz 100 Hz entsprach so der Grundschwingung. Und es wurde jetzt festgestellt, welche Amplituden in den Frequenzen von 200, 300, 400 usw. bis 2500 Hz vorhanden sind. Es ist natürlich ohne weiteres möglich, daß die wirklich vorhandenen überragenden Frequenzanteile nicht genau an den hier gemessenen Frequenzen auftreten. Wenn aber die in dem Geräusch vorhandene Frequenz in der Nähe einer durch die Analyse herausgegriffenen Schwingungen liegt, dann zeigt diese Schwingung eine größere Amplitude. Man erhält also für die einzelnen Frequenzen immer bestimmte Amplituden, die ungefähr dem Frequenzgemisch in der Nähe dieser Frequenz intensitätsproportional sind. Für eine ganze Schraubenumdrehung wurden die so erhaltenen Amplituden für dieselbe Frequenz gemittelt. Man kommt dann zu Schallspektren, welche man vergleichen kann (Abb. 7).[10]) Hier stellen die

[9]) O. Mader, ETZ. **30** (1909), 847.

[10]) Eine Verbindung der Endpunkte der gemessenen Amplituden bei den einzelnen Frequenzen ist eigentlich nicht zulässig, da wie oben ausgeführt, die wirklich vorhandenen Amplituden in der Nähe einer ausgemessenen Frequenz größer oder kleiner sein können, als der Verbindungslinie entspricht. Um den allgemeinen Gang für das Auge besser hervorzuheben, sind die Endpunkte trotzdem verbunden.

beiden oberen Kurven das Geräuschspektrum für ein Motorboot dar, dessen Schraube 420 Umdr/min macht. Die obere Kurve ist mit dem Kondensatorempfänger aufgenommen, die untere mit dem Kohledruckempfänger. Der Verlauf beider Kurven ist fast völlig identisch, bei beiden treten die Frequenzen 400, 800 und 1300 Hz hervor. Bei dem Kohledruckempfänger treten außerdem die tiefen Frequenzen um 100 und ferner um 900 Hz etwas stärker hervor, ferner ist bei 1900 noch eine kleine Steigerung wahrzunehmen. Man sieht aber sofort auf dem Spektrum, daß die Hauptenergie des Schalles in Frequenzen zwischen 300 und 900 vorhanden ist, und daß die oberhalb 1000 Hz liegenden Frequenzanteile stark zurücktreten. Steigert man jetzt die Umdrehungszahl des Motors auf 600 Umläufe pro Minute, 3. Kurve von oben, dann erhöhen sich die Amplituden der höheren Frequenzen, die Amplituden der Frequenzen von 400 und 700 treten zurück, die Frequenzen 130—1400 Hz stärker hervor, und auch die um 2000 Hz herumliegenden Frequenzanteile haben eine erhebliche Amplitudensteigerung erfahren. Aber die für dieses Motorboot charakteristischen Frequenzen von 400, 700 und 1300 Hz sind immer erhalten geblieben, und nur ihre Amplitude hat sich etwas geändert. Daß andere Fahrzeuge andere Geräuschspektren haben, zeigen die beiden unteren Kurven. Hier ist erstens ein Schleppdampfer aufgenommen, auch hier liegt die Hauptenergie unterhalb 1000 Hz; während die unterste Kurve von einer schnellaufenden Schraube herrührt, welche zwar mit Untersetzung arbeitend, von einem schnellaufenden Elektromotor angetrieben ist. Hier treten die Frequenzen oberhalb 1000, bzw. oberhalb 1500 Hz ganz erheblich hervor im Gegensatz zu allen andern Spektren, bei denen Maschinen benutzt wurden, welche hin- und hergehende Teile besitzen. Diese Beobachtungen stimmen mit dem akustischen Befund auch insofern gut überein, als die bei Kolbenmaschinen usw. auftretenden Geräusche im allgemeinen einen viel abgerisseneren und dumpferen Charakter zeigen, als die von gleichmäßig umlaufenden Turbinen und Elektromotoren herrührenden.

Die Kurven der Schallspektren haben gezeigt, daß wahrscheinlich für jedes Fahrzeug ein charakteristisches Spektrum existiert, und daß es mit den vorhandenen akustischen Mitteln möglich ist, dieses Spektrum aufzunehmen. Welche Ursachen für die einzelnen Frequenzen vorhanden sind, kann man natürlich nach diesen rein akustisch orientierten Versuchen noch nicht sagen, sondern hierzu ist noch die Mitarbeit des Schiffbauers und Schiffmaschinenbauers erforderlich, so daß man z. B. durch Änderung der Gestalt und Flügelzahl der Schrauben und gleichzeitige synchrone Registrierung der Umdrehungszahl der Schraube feststellen kann, welchen Anteil z. B. der direkt unter dem Schiffskörper vorbeistreichende Schraubenflügel hervorruft, und welcher von der Maschine selbst durch die Welle auf die Schraube übertragen und dort abgestrahlt wird.

Zusammenfassung

Für die klanggetreue Aufnahme von Wasserschallgeräuschen ist ein Kondensatorempfänger in Hochfrequenzschaltung und ein Kohledruckempfänger gebaut und benutzt worden. Durch harmonische Analyse der oszillographisch aufgenommenen Schraubengeräusche wurde die Verteilung der Amplituden auf die einzelnen Frequenzen bestimmt. Nach dem vorliegenden Material existiert wahrscheinlich für jedes Fahrzeug ein charakteristisches Wasserschallspektrum. Änderungen der Umdrehungszahl der Schraube bewirken dabei nur eine Verstärkung bestimmter Frequenzanteile. Die Ursachen für das Hervortreten einzelner Frequenzgebiete müssen noch durch Zusammenarbeit mit dem Schiffs- und Schiffsmaschinenbauer geklärt werden.

(Eingegangen am 17. Juli 1929)

Stoßdämpfeinrichtung für Förderseile

Von H. Hort, Berlin

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Siemensstadt)

Inhalt: Allgemeines. Stoßdämpfeinrichtung. Betriebsergebnisse. Schlußwort.

Die Neuerung im Förderwesen, über welche im nachstehenden berichtet werden soll, wurde durch einen Vortrag über die Messung von Förderseilschwingungen angeregt. Die Bemerkung mag hier von Interesse sein, daß dieser Vortrag ebenfalls auf einer Schwingungstagung, wohl der ersten ihrer Art, gehalten wurde und zwar vor 10 Jahren in Köln am Rhein. Es handelt sich dabei um den Vortrag des Geh. Bergrates Jahnke, dessen technisches Ziel darin gipfelte, daß die Seilbeanspruchungen ständig in Kurven aufgezeichnet und so das Seil sowohl wie der Maschinist, der die Fördermaschine führt, überwacht werden sollten. Dieses Ziel ist in der Zwischenzeit praktisch nicht erreicht worden.

Der Grundgedanke der Neuerung beruht nun darin, daß durch Anbringung geeigneter Dämpfeinrichtungen an geeigneten Punkten der Seilförderung die dynamischen Beanspruchungen der Seile auf ein noch zulässiges Mindestmaß herabgedrückt werden und dabei gleichzeitig der Förderbetrieb durch einfache Anzeigevorrichtungen an der Dämpfeinrichtung einer dauernden Überwachung unterworfen wird.

Naturgemäß ist die Dämpfeinrichtung auf den Grundelementen: Tragfedern und Flüssigkeitsdämpfung aufzubauen. Sie kann sowohl an den Seilscheiben der Fördergerüste, als auch am Seileinband über den Förderkörben angeordnet werden. Vorversuche an kleinen Modelleinrichtungen zeigten, daß beide Anordnungen gleich günstig wirken. Praktische Gesichtspunkte führten dazu, daß die Einrichtung zunächst an den Förderkörben vorgesehen wurde. In Abb. 1 ist eine Konstruktion

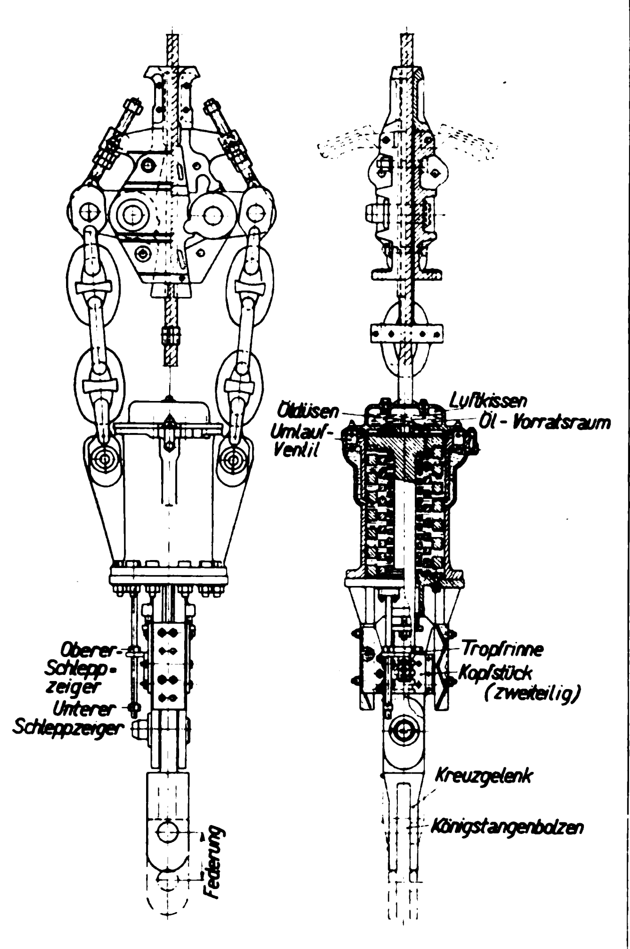


Abb. 1. Stoßdämpfer für Förderseile

einer Dämpfeinrichtung wiedergegeben. Man sieht den Dämpfzylinder mit kräftigen Ketten am Seileinband aufgehängt. Im Dämpfzylinder ist ein Kolben mit Kolbenstange auf drei Tragfedern ruhend angeordnet. Der untere, aus dem Zylinder herausragende Teil der Kolbenstange trägt bajonettartig angeklemmte Augen, die vermittels eines Kreuzgelenkstückes mit dem Auge der Königstange des Förderkorbes verbunden sind. Das Innere des Zylinders ist mit einer frostsicheren Dämpfungsflüssigkeit ausgefüllt, die zum Teil auch den, über dem Zylinder befindlichen Vorratsraum ausfüllt. Die Räume über und unter dem Kolben sind durch zwei Umlaufkanäle verbunden, in welche Drosselventile eingeschaltet sind. Ein solches Ventil ist in Abb. 2 im Schnitt gezeichnet. Es öffnet sich unter Überwindung eines Federdruckes mehr oder weniger, je nachdem ob der Kolben schnelle oder langsame Bewegungen im Zylinder ausführt. Wir haben also in den Drosselventilen Durchflußquerschnitte von veränderlicher Größe, so daß die Einrichtung sowohl für große Stöße, als auch für kleine Schwingungen gleich wirksam ist. Unterhalb des Zylinders ist eine Kreuzkopfführung vorgesehen, die verhindert, daß der Zylinder durch den Seildrall gegenüber der Kolbenstange verdreht werden kann. Ebenso ist hier der Größtwertanzeiger zur Überwachung des Förderbetriebes in Form eines Schleppzeigers angeordnet.

Die beschriebene Vorrichtung hat einmal die Aufgabe, harte Stöße, die am Seileinband be-

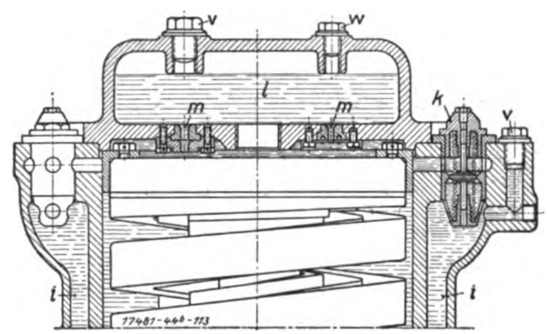


Abb. 2. Drosselventile „k"

sonders schädlich auf das Seilende einwirken und die beispielsweise durch hartes Aufstoßen von Förderwagen, durch Klemmen im Schacht usw. verursacht werden, zu mildern. Derartige Stöße verbreiten sich, wenn sie nicht abgefangen werden, mit Schallgeschwindigkeit von einem Seilende zum anderen und werden dort reflektiert. Weiteren Beanspruchungen muß die Einrichtung gerecht werden, welche beim Umsetzen des Förderkorbes an der Hängebank bzw. dem Füllort während des Ent- bzw. Beladevorganges auftreten. Endlich muß die Einrichtung bei Förderungen mit starken Resonanzschwingungen in mittlerer Schachttiefe eine Herabminderung dieser Resonanzschwingungen bewirken.

Die erste Dämpfeinrichtung wurde im Jahre 1924 bei einer elektrischen Koepehauptförderung des Rheinisch-Westfälischen Industriegebietes eingebaut und während der folgenden Jahre ständig in Betrieb gehalten. Durch Kontrollmessungen mit Beschleunigungsmessern sowie Flüssigkeitsindikatoren wurde zu Anfang der Versuche die dämpfende Wirkung der Einrichtung nachgewiesen. Von diesem Nachweis hatte das Oberbergamt die Inbetriebhaltung der Vorrichtung abhängig ge-

macht. In Abb. 3 sind zwei Indikatordiagramme eines Dämpfzylinders abgebildet, die während des Umsetzvorganges an der Hängebank gewonnen wurden. Die Diagrammflächen stellen direkt die Dämpfungsarbeit des Zylinders dar. Diese Diagrammkurven sind mit den Federungsdiagrammen sinngemäß zu vereinigen, um die Gesamtwirkung der Dämpfeinrichtung zu erhalten, wie aus Abb. 4 zu ersehen ist. Hier stellen die gestrichelten Flächen die aufgefangenen, lebendigen Energien

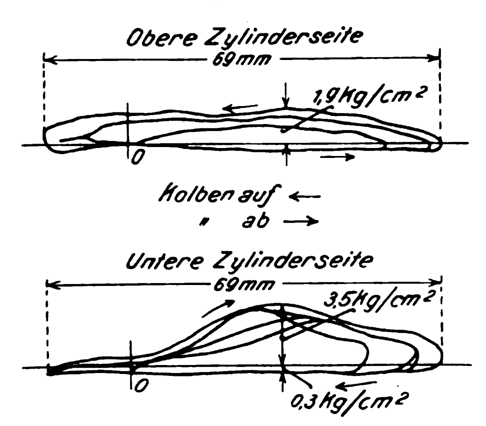


Abb. 3. Indikatordiagramme eines Dämpfzylinders

des Korbes dar und zwar sind die, durch die Federungswirkung des etwa 60 m langen Stückes Seil zwischen Fördermaschine und Korb durch die Federungsgerade *a* und die, durch die Wirkung der Federn der Dämpfeinrichtung aufgenommenen

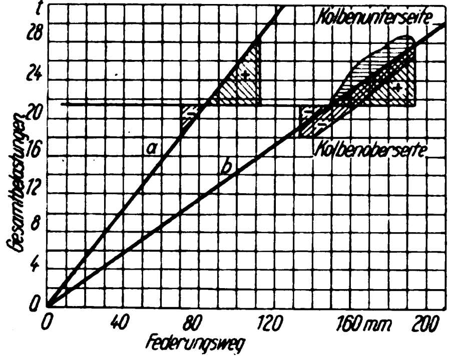


Abb. 4. Federungsweg-Belastungsdiagramm beim Anhalten an der Hängebank

Energien durch die Federungsgerade *b* wiedergegeben. Würde man sich die Wirkung der Fläche an der Federungsgeraden *b* wegdenken, entsprechend einem Fehlen der Dämpfeinrichtung, dann müßte man die gestrichelten Flächen der Geraden *b* noch an der Geraden *a* sinngemäß unterbringen, und es ergeben sich dann beinahe die doppelten dynamischen Überbeanspruchungen des 60 m langen Seilstückes beim Umsetzvorgang. Man erkennt, daß hier die Dämpfeinrichtung außerordentlich günstig wirkt. Versuche, die mit Schallgeschwindigkeit sich ausbreitenden Stöße zu messen, waren aufgenommen, haben aber noch zu keinem Ergebnis geführt. Die Förderung selbst besaß keine ausgesprochenen Resonanzschwingungen während der Fahrt im Schacht, so daß der Einfluß der Dämpfeinrichtung auf diese Schwingungen bei der hier besprochenen Anlage nicht erprobt werden konnte.

Die Förderung war, wie es bei den elektrisch betriebenen Förderungen allgemein der Fall ist, also besonders günstig hinsichtlich der dynamischen Seilbeanspruchungen. Um so höher war es anzuschlagen, wenn die Dämpfeinrichtung auch bei einer solchen günstigen Anlage einen wesentlichen Einfluß auf die Lebensdauer des Seiles ausübte, mit anderen Worten, wenn die an sich schon beträchtlich lange Aufliegedauer von zwei Jahren durch die Verwendung der Dämpfeinrichtung wesentlich gesteigert werden konnte. An sich wäre es ja auch möglich gewesen, daß die Zerstörung des Seiles bei einer solchen günstigen Förderung weniger durch die dynamischen Überbeanspruchungen als durch die sonstigen Betriebsverhältnisse wie Dauerbiegungsbeanspruchung des Seiles auf den Seilscheiben, Zerschleiß der äußeren Drähte beim Laufen über die Seilscheiben, Rostgefahr usw. herbeigeführt worden wäre. Ein Urteil über die Wirkung der Dämpfeinrichtung war, wie aus Vorstehendem hervorgeht, somit im vorliegenden Falle erst nach einer längeren Betriebsdauer zu erhalten und zwar auf Grund des Vergleiches der gleichen Förderung mit und ohne Dämpfeinrichtung. Das war in diesem Falle besonders gut möglich, da einmal über die Seilzerstörungen auf diesem Schacht langjährige Beobachtungen vorlagen und ferner die Parallelförderung im gleichen Schachte ohne Dämpfeinrichtung, im übrigen aber unter den gleichen Betriebsbedingungen arbeitete.

Die wirksamste Seilkontrolle besteht darin, daß in Zeitabständen von etwa 4 Wochen das Förderseil auf das Auftreten äußerer, sichtbarer Drahtbrüche geprüft wird. Jeder Drahtbruch wird nach Zeit und Seilstrecke in eine Tabelle eingetragen. Die hervorstehenden Drahtenden werden abgekniffen. So kann man aus dem Auftreten der sichtbaren Drahtbrüche ein Urteil über den Gesamtzustand des Seiles — natürlich nur auf Grund langjähriger Vergleichsversuche — gewinnen. So galt z. B. für die vorliegende Förderung als zulässig, daß auf der Gesamtlänge des Förderseiles sich etwa bis zu 120 Drahtbrüchen einstellen durften, ehe das Seil abgelegt werden mußte. Dieser Zeitpunkt wurde in etwa zwei Betriebsjahren erreicht. In Abb. 5 sind nun die ermittelten Drahtbrüche für zwei Förderungen ohne Dämpfeinrichtungen und für die Förderung

mit Dämpfeinrichtung zusammengestellt und zwar in Abhängigkeit von den tatsächlich gefahrenen Betriebsmonaten. Die erste Förderung betrifft einen Dampfantrieb mit Koepescheibe ohne Dämpfeinrichtung (Kurve *a*), die zweite einen

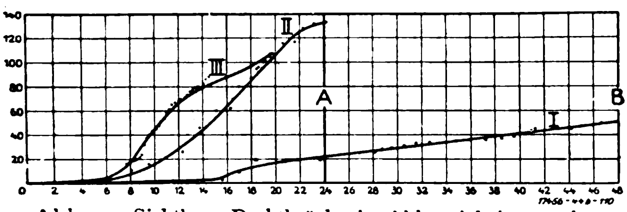
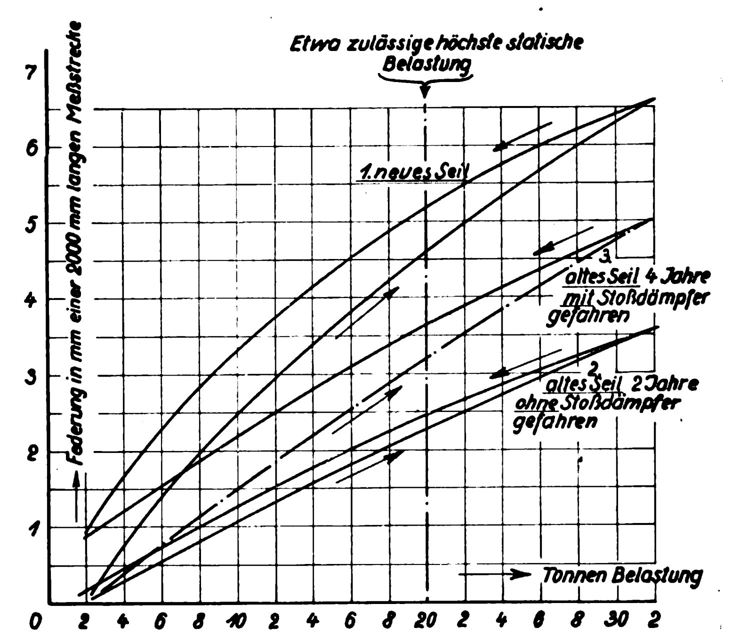


Abb. 5. Sichtbare Drahtbrüche in Abhängigkeit von den Betriebsmonaten

elektrischen Antrieb mit Koepescheibe ebenfalls ohne Dämpfeinrichtung (Kurve *b*), die dritte genau die gleiche Förderung, aber mit der Dämpfeinrichtung (Kurve *c*), so daß man also die Kurven *b* und *c* ohne weiteres miteinander vergleichen kann. Es fällt sofort in das Auge, daß die Zahl der Drahtbrüche durch den Einbau der Dämpfeinrichtung ganz wesentlich herabgesetzt wird. Also auch bei dieser an sich sehr günstigen Förderung hat die Einrichtung sich voll bewährt. Während nach zweijährigem Betriebe bei der Dampfförderung 120 Drahtbrüche und bei der elektrischen Förderung ohne Dämpfeinrichtung 140 Drahtbrüche aufgetreten sind, weist die elektrische Förderung mit Dämpfeinrichtung nach zweijährigem Betriebe erst 20 Drahtbrüche auf, die sich nach vierjährigem Betrieb auf 50 Drahtbrüche steigerten. Die beiden Seile ohne Dämpfeinrichtung mußten nach zweijährigem Betriebe abgelegt werden, während das Seil mit Dämpfeinrichtung auf Grund seines außerordentlich günstigen Gesamtzustandes an sich noch länger hätte aufliegen können, jedoch nach vierjährigem Betrieb abgelegt wurde, um einer genaueren Prüfung seines Zustandes unterworfen zu werden.

Die Prüfung des Seiles ergab nun einmal, daß die Enden des Seiles in der Nähe des Seilenbandes noch nahezu unversehrt waren, so daß auf diese stets stark gefährdeten Teile des Seiles die Dämpfeinrichtung sich besonders günstig ausgewirkt hat. Ein Zerreißversuch, wie er mit solchen abgelegten Seilen üblich ist, bestätigte ebenfalls den verhältnismäßig guten Seilzustand. Schließlich wurden 5 m Seil aus den mittleren Partien herausgeschnitten und 2 m davon in einer Längungsmaschine auf ihre elastischen Eigenschaften untersucht. Die gleichen Untersuchungen waren vorher an einem neuen Seil und an dem nach zweijährigem Betrieb von der Parallellförderung abgelegten Seil ohne Dämpfeinrichtung ausgeführt worden. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in Abb. 6 wiedergegeben. Hier stellt die Kurve 1 die Federung des neuen Seiles bei steigender und abnehmender Belastung dar, Kurve 2 die entsprechende Beziehung für das zwei Jahre ohne Stoßdämpfer gefahrene Seil und Kurve 3 die Beziehung für das vier Jahre mit Stoßdämpfer gefahrenen Seiles. Man erkennt, daß das neue Seil eine wesentlich höhere Elastizität und innere Dämpfung (Fläche zwischen auf- und absteigender Kurve) besitzt, als das Seil der Kurve 2, während das Seil der Kurve 3 etwa in der Mitte zwischen den beiden anderen Seilen liegt. Der mittlere Elastizitätskoeffizient liegt für Kurve 1 etwa bei dreiviertel Millionen kg/cm², während er für das Seil der Kurve 2 etwa bei 1,2 Millionen liegt, so daß das Seil der Kurve 3 einen Elastizitätskoeffizienten von etwa 1 Million noch besitzt. Auch aus dieser Gegenüberstellung



1. Abmessungen des neuen Seiles (zu 1):
6 Litzen à 34 Außendrähte (2,4 mm ⌀), 12 Innendrähte (1,9 mm ⌀)
3 Kerndrähte (2,5 × 2,5 mm)
Querschnitt: $F = 922 + 183 + 113 = 1218$ mm²; Schlaglänge = 500 mm;
2. Abmessungen des alten Seiles (zu 2):
6 Litzen à 17 Außendrähte (2,9—3,0 mm ⌀), 13 Innendrähte (2,5 ÷ 2,45 mm ⌀)
3 Kerndrähte (4 × 4 mm)
Querschnitt: $F = 700 + 390 + 288 = 1328$ mm²; Schlaglänge = 535 mm;
3. Abmessungen des alten Seiles (zu 3):
(= denen zu 1)

Abb. 6. Federung eines neuen und zweier verschieden stark „ausgefahrenen" Seile

geht der außerordentlich günstige Einfluß der Dämpfeinrichtung hervor.

Außer den sichtbaren Drahtbrüchen sind bekanntermaßen im Innern des Seiles noch die unsichtbaren Drahtbrüche vorhanden, die sich bei dem Seil der Kurve 2 auf eine gewisse Meßstrecke zu 13 ermittelten, während sie auf einer gleich langen Meßstrecke des Seiles der Kurve 3 nur zwei betrugen. Gerade an diesen beiden Zahlen dürfte sich der entscheidende Einfluß der Dämpfeinrichtung bestätigen.

Naturgemäß war das Seil, das vier Jahre aufgelegen hatte, durch das Laufen auf den Seilscheiben, sowie durch Rost beträchtlich mitgenommen, und besonders in letzterer Beziehung scheint es nunmehr erforderlich, besondere Maßnahmen gegen die Rostgefahr der Seile vorzusehen.

Wie sich weiter die Einführung der Dämpfeinrichtungen auf die Leistung der Förderungen, die zulässigen Seilbeanspruchungen usw. auswirken wird, möge der Zukunft überlassen bleiben. Hier möge nur betont werden, daß die Einführung der Dämpfeinrichtungen vom Standpunkt der Betriebssicherheit eigentlich gefordert werden müßte, denn je mehr man sich ernstlich mit den Fragen der dynamischen Überbeanspruchungen der Seile, besonders auch praktisch, beschäftigt, um so mehr kommt man zu der Erkenntnis, daß hier offenbar noch kritische, nicht beherrschte, d. h. gefährliche Zustände vorliegen.

Zusammenfassung

Es wird eine Stoßdämpfeinrichtung zur Bekämpfung der dynamischen Überbeanspruchungen der Förderseile beschrieben. Betriebsergebnisse mit einer während vier Jahren an einer elektrischen Koepehauptförderung eingebauten Dämpfeinrichtung werden mitgeteilt.

(Eingegangen am 10. Juli 1929)

Die Schallgeschwindigkeit in Seewasser

Von E. Lübcke.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns Berlin-Siemensstadt)

Inhalt: Die Schallgeschwindigkeit in Seewasser ändert sich mit Temperatur, Druck und Salzgehalt. Für wissenschaftliche Messungen ist die Einsetzung ihres wahren Mittelwertes erforderlich, während für praktische Anwendungen ein einheitlicher Mittelwert von 1500 m/sec vorgeschlagen wird.

Bei der praktischen Anwendung des Wasserschalls spielt zurzeit das akustische Lot und die Abstandsbestimmung eine wichtige Rolle. Bei dem akustischen Lot wird in der Nähe der Wasseroberfläche ein Schall erzeugt, dieser läuft bis zum Meeresboden und wird dort reflektiert. Das Echo wird aufgenommen und betätigt, ganz allgemein gesprochen, eine Zeitmeßvorrichtung, welche bei der Schallaussendung in Betrieb gesetzt wurde. Die Tiefenmessung ist auf eine Zeitmessung zurückgeführt, indem die Tiefe das Produkt aus der halben Lotzeit und der Schallgeschwindigkeit bildet. Bei der Abstandsbestimmung werden gleichzeitig radioelektrische und Wasserschall-Signale abgesandt und aus der Zeitdifferenz ihrer Aufnahme durch Multiplikation mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Wasser die Entfernung zwischen Sender- und Empfangsort bestimmt. Zur Erzielung hinreichender Genauigkeit beider Methoden ist also eine genaue Kenntnis der Schallgeschwindigkeit in Seewasser erforderlich.

Noch im Jahre 1920 gibt F. Aigner[1]) als einzigen im freien Wasser gemessenen Wert den vor über 100 Jahren 1826 von Colladon und Sturm im Genfer See bei 8^0 Wassertemperatur gefundenen Wert von $a = 1435$ m/sec an. In den letzten Jahren sind in Benutzung der obengenannten Anwendungen eine Reihe von Messungen in den verschiedensten Meeren von deutscher[2]), englischer[3]), amerikanischer[4]) und französischer[5]) Seite ausgeführt und bearbeitet worden. Diese Messungen erlauben uns eine Kontrolle der berechneten Schallgeschwindigkeiten. Der Schwingungsvorgang erfolgt adiabatisch, deshalb ist für die Berechnung auch die adiabatische Kompressibilität K_a zugrunde zu legen und nicht die meist experimentell gemessene isotherme K_i. Die hierfür benötigte Korrektion wird durch Division von K_i durch das Verhältnis der spez. Wärmen $\varkappa$ eingeführt. Wir haben jetzt $a = \sqrt{\frac{\varkappa}{\varrho \cdot K_i}}$, wo die Dichte ϱ, K_i und $\varkappa$ von der Temperatur T, dem Salzgehalt σ und dem Druck P abhängig sind. Der Druck P ist abhängig einmal von der Tiefe, d. h. dem über dem Beobachtungsort lastenden stationären Druck und zweitens von der Beschleunigung der Gravitation, also abhängig von der geographischen Breite.

Die Kompressibilität nimmt beim Wasser ab

[1]) F. Aigner, Unterwasserschalltechnik, Berlin, Krayn, 1922, S. 44.

[2]) H. Maurer, Ann. d. Hydrogr. **52** (1924), 75 u. 221.

[3]) A. B. Wood, Proc. Roy. Soc. London (A) **103** (1923), 284.

[4]) E. B. Stephanson, Phys. Rev. **21** (1923), 181. E. A. Eckhardt, Phys. Rev. **24** (1923), 452. N. H. Heck u. J. H. Service, Special Publication Nr. 108 U. S. Coast and Geodetic Survey, Washington, 1924. N. H. Heck u. J. H. Service, Science **64** (1926), 627. J. H Service, Journ. Franklin Institute **206** (1928) 779.

[5]) H. Brillié, Genie Civil. **75** (1919) 171, 104 u. 218. M. Marti, Compt. Rend. **169** (1919), 281. M. Marti, Annales Hydrographiques **705** (1920), 165.

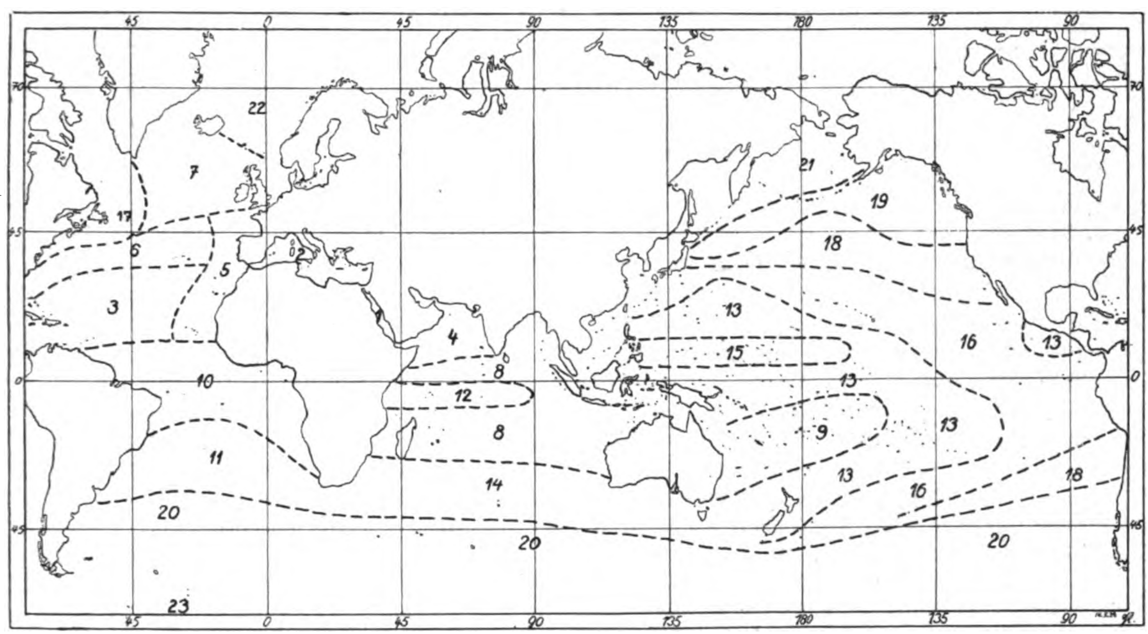


Abb. 1. Einteilung der Meere in 23 Gebiete gleicher Schallausbreitung nach Vorschlag der britischen Admiralität

mit steigender Temperatur, steigendem Druck und steigendem Salzgehalt. Dies ergibt eine Zunahme der Schallgeschwindigkeit.

Die Dichte nimmt mit steigender Temperatur von 0^0 C bis 4^0 C zu und dann ab, mit steigendem Salzgehalt und Druck zu. Sie beeinflußt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht so stark wie die Kompressibilität.

In Annäherung kann man sagen, daß die Schallgeschwindigkeit *a*

1. für 1^0 C Temperaturzunahme um $0{,}2\%$ zunimmt,
2. für 100 m Tiefenzunahme um etwa $0{,}11\%$ anwächst,
3. für etwa 1% Zunahme des Salzgehaltes um etwa $0{,}1\%$ zunimmt.

Die britische Admiralität[6]) hat die Meere der Welt in 23 Gebiete eingeteilt, für die sie annähernd gleiche Ausbreitungsverhältnisse bei akustischen Lotungen voraussetzt (Abb. 1). In 6 von diesen 23 Gebieten hat der deutsche Forschungsdampfer „Meteor“ auf 310 Stationen Temperatur- und Salzgehalt in allen Schichten gemessen. Nach Mitteilung von Herrn Prof. Maurer[7]) stimmen die aus ihnen bestimmten Schallgeschwindigkeiten mit denen der britischen Admiralität recht gut überein. Man müßte nur die Grenze des Gebietes 10 etwas nach Norden verschieben. Im östlichen, kälteren Teil liegen die Schallgeschwindigkeiten niedriger als die von der britischen Admiralität angegebenen. Aber auf den ganzen 310 genau ausgemessenen Stationen wurde vom Meteor nur 8 mal ein Echoabstand gefunden, der um mehr als 20 m von dem nach der Tabelle berechneten Wert abweicht. Man kann also, wenn diese englischen Werte auch für andere Meeresgebiete bestätigt werden, nach ihnen die rohen Echoabstände, die man mit einer angenommenen konstanten Geschwindigkeit gewonnen hat, in die wahren Echoabstände umrechnen.

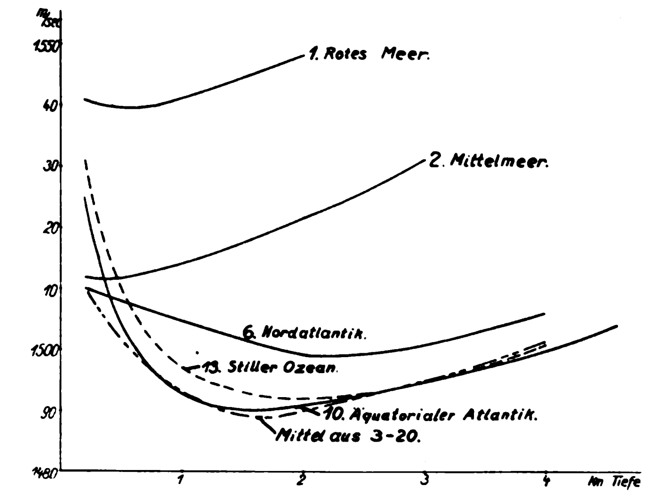


Abb. 2. Mittlere Schallgeschwindigkeit in den einzelnen Meeresgebieten in Abhängigkeit von der Gesamttiefe

[6]) „Tables of the velocity of sound in pure water and sea water for use in echo-sounding and sound-ranging“. Hydrographic Department, Admirality, London 1927.

[7]) Herrn Prof. H. Maurer schulde ich Dank für die Überlassung eines Abdruckes seines Berichtes für das Internationale Hydrographische Büro in Monaco Ende April 1929.

Tabelle 1

Beobachter	Temperatur °C	Salzgehalt ‰	Wassertiefe m	Geschwindigkeit in m/sec		
				gemessen	H. und S.	B. Adm.
Stephenson 1923	− 0,3	33,5	18—50	1453,0	1449	1442,2
Marti 1919	15	32,5	13	1504,15	1503	1500,9
Wood, Browne 1923	6	35	30	1474,0	1474	1472,0
Wood, Browne 1923	7	35	30	1477,3	1478	1476,1
Wood, Browne 1923	16,95	35	30	1510,4	1514	1510,4
Eckhardt 1924	13	33,5	30	1492,3	1498	1495,5

In welcher Weise die mittlere Geschwindigkeit für eine bestimmte Tiefe sich ändert, ist aus Abb. 2 zu ersehen. Es ergibt sich zuerst immer eine Abnahme der mittleren Geschwindigkeit wegen der Temperaturabnahme, dann steigt sie wieder an wegen des Druckeinflusses. Aus den Gebieten 3—20, wo also die besonders warmen Meere (Rotes Meer und Mittelmeer) und die kalten Polarmeere ausgelassen sind, sind Mittelwerte gebildet. Ihr Mittelwert für alle Tiefen beträgt 1496 m/sec.

Während so die vom „Meteor" beobachteten und von der britischen Admiralität berechneten Werte gut übereinstimmen, ergeben sich noch Unterschiede bei Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit auf verhältnismäßig flachem Wasser, d. h. meist unter 50 m Wassertiefe und auf große Entfernungen. Die Tabelle 1 zeigt die neuesten Messungen.[8]) Der von Wood im Sommer gemessene Wert soll der genauste sein und um nicht mehr als 0,5 m/sec vom wahren Wert abweichen. Da diese Werte sämtlich in der Nähe der Küste gewonnen sind, spielen bei den großen Entfernungen im Wasser befindliche Fremdstoffe und gelöste Gase eine bisher nicht erfaßte Rolle. Ferner ist zur Überbrückung dieser Entfernungen von 50 km und darüber als Signal eine Explosion benutzt worden. Wie Messungen von Tiefen zeigten, ist beim Auftreten mehrfacher Echos und bei Benutzung von Explosionen als Schallquelle die erste Echozeit kürzer als die folgenden, die unter sich übereinstimmen, d. h. die Schallwellen sind anfangs mit erhöhten Geschwindigkeiten gelaufen.

Die genauen Werte für die Schallgeschwindigkeit sind für Vermessungszwecke und für ozeanographische Arbeiten sehr wesentlich. Für Zwecke der praktischen Navigation genügt es, mit einer mittleren Geschwindigkeit zu rechnen, da es für ein Handelsschiff unmöglich ist, Temperatur- und Salzgehalt-Verteilung zu messen. Man kann Navigationsmarken, wie unterseeische Inseln, die Schelfs der Festlandssockel usw., auf den Seekarten als Lotzeit multipliziert mit einer bestimmten einheitlichen Schallgeschwindigkeit eintragen. Nach Einführung der akustischen Lote wird in Kürze eine Fülle von Tiefenangaben in den einzelnen Meeren vorliegen. Diese können aber von anderen Seefahrern nur dann ausgenutzt werden, wenn man weiß, welche Schallgeschwindigkeit der Lotung zugrundegelegt wurde. Zweckmäßig ist es, diese Frage international zu regeln. Es wurde deshalb der Schwingungsausschuß des Vereins Deutscher Ingenieure gebeten, bei dem Internationalen Hydrographischen Büro in Monaco zur Vereinheitlichung der Lotgeräte und um die allgemeine Benutzung der veröffentlichten Lotungen zu erleichtern, den Vorschalg der deutschen Marineleitung zu unterstützen, nämlich eine Schallgeschwindigkeit im Seewasser für größere Tiefen als 200 m anzuwenden, bis durch jahrelange Beobachtungen weitere Abhängigkeiten der Schallgeschwindigkeit, z. B. von Jahreszeit und Wetter, bekannt und dem Seemann vertraut geworden sind. Als einheitliche Schallgeschwindigkeit wird der Wert $a = 1500$ m/sec vorgeschlagen. Bisher hat die deutsche Marine $a = 1490$ m/sec benutzt. Aber der Mittelwert der Tabellen der britischen Admiralität liegt näher an $a = 1500$ m/sec.

Zusammenfassung

Für Vermessungszwecke und ozeanographische Arbeiten müssen die einzusetzenden Werte der mittleren Schallgeschwindigkeit in Seewasser zur Bestimmung der Wassertiefe genau bekannt sein. Die von der britischen Admiralität aufgestellten Regeln für die Berechnung der mittleren Schallgeschwindigkeit bei bestimmten Gesamttiefen und in bestimmten Meeresgebieten ergeben gute Übereinstimmung mit den durchgeführten Messungen. Für Lotzwecke der praktischen Navigation genügt es, überall mit nur einer Schallgeschwindigkeit zu rechnen, hierfür wird zur internationalen Anerkennung als Wert der einheitlichen Schallgeschwindigkeit $a = 1500$ m/sec vorgeschlagen.

(Eingegangen am 14. Juli 1929)

[8]) In der letzten Spalte sind zum Vergleich mit den gemessenen Werten die nach den Tabellen von Heck und Service (H. und S.) und denen der britischen Admiralität (B. Adm.) berechneten Werte angegeben.

Über raumakustische Messungen

Von Erwin Meyer, Berlin

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung

(Auszug)

Die Größe der Nachhalldauer in einem Raum ist im allgemeinen entscheidend für die Güte seiner Hörsamkeit. Es ist deswegen von Bedeutung, eine praktische Meßmethode zur Bestimmung von Nachhallzeiten zu besitzen. Sämtliche bisher angewandte Verfahren, die auf W. C. Sabine zurückgehen, sind subjektiv und arbeiten mit dem Schwellenwert des Ohres. Sie erfordern infolgedessen größte Ruhe in dem zu untersuchenden Raum und sind nur bei Häufung zahlreicher Messungen durch verschiedene Versuchspersonen zuverlässig. Im Gegensatz hierzu verwendet das neu entwickelte Verfahren[1]) eine objektive Aufzeichnungsmethode. Durch einen an einen Überlagerungssummer angeschlossenen Lautsprecher wird ein Heulton, d. h. ein Frequenzband bestimmter Breite erzeugt; der nach Abschalten des Lautsprechers einsetzende Nachhall wird von einem Mikrophon mit nachfolgendem Verstärker aufgenommen und registriert. Die so erhaltenen Kurven zeigen deutlich den exponentiellen Abfall der Schallstärke des Nachhalls und lassen die Sabinesche Nachhallzeit berechnen, d. h. die Zeit, in der die Schallenergie auf den 10^6ten Teil des Anfangswertes abfällt. Die Messungen sind ohne weiteres für verschiedene Tonhöhen ausführbar; es zeigt sich dabei, daß die Nachhallzeit stark frequenzabhängig ist.

[1]) Vgl. E. Meyer und P. Just: „Zur Messung von Nachhalldauer und Schallabsorption", Elektrische Nachrichtentechnik (ENT) 5 (1928), 293; „Über Messungen an schalldämpfenden Materialien", Telegraphen- und Fernsprechtechnik (TFT) 1922, S. 40.

Die eben skizzierte Methode der Messung der Nachhallzeit läßt sich ferner dazu benutzen, die Schallabsorption eines Materials zu bestimmen. Diese Frage ist von Bedeutung, wenn man die Wirksamkeit von Stoffen beurteilen will, die auf die Wand aufgebracht, die Lärmstärke in einem geräuschvollen Raum dämpfen sollen. Auch hier ergeben die Messungen, daß die Materialien einen ausgesprochenen Frequenzgang haben; poröse Stoffe, wie Tuch, Filz, Celotex dämpfen die hohen Frequenzen wesentlich stärker als die tiefen Töne. Die umgekehrte Frequenzabhängigkeit zeigen dünne Holz- und Glasplatten, die durch ihr starkes Mitschwingen bei tiefen Frequenzen diese erheblich absorbieren.

Ist die Nachhallzeit eines Raumes bekannt, so kann man seine Gesamtabsorption berechnen. Mißt man dann weiter die Energiedichte, bzw. die Druckamplitude, die eine Schallquelle in dem Raum mit bekannter Absorption erzeugt, so folgt hieraus die Gesamtleistung der betreffenden Schallquelle. Diese Methode, die gegenüber den bisher bekannten Verfahren der punktweisen Ausmessung eines Schallfeldes eine wesentliche Vereinfachung aufweist, hat ihre Analogie in der Ulbrichtschen Kugel der Photometrie, die auch gestattet, durch eine einzige Messung einen Integralwert, den Gesamtlichtstrom einer Lampe, zu bestimmen.[2])

[2]) Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens ist im Augustheft dieser Zeitschrift unter dem Titel: „Messung der Gesamtenergie von Schallquellen" (E. Meyer und P. Just) erschienen.

(Eingegangen am 6. Juli 1929)

III. Verschiedenes

Über einen neuen Apparat zur Untersuchung von Dauerbiegeschwingungen

Von H. Gerdien, Berlin-Grunewald

Inhalt: Ein elektromagnetisch angeregter Prüfstab kann Biegeschwingungen bis zum Dauerbruch unterworfen werden. Die Baustoffdämpfung in Abhängigkeit von der Schwingungsseite kann durch Ausschwingversuch oder auf thermischen Wege bestimmt werden.

Die Feststellung der Dauerfestigkeit bei wechselnder Beanspruchung des Werkstoffes hat in neuerer Zeit erheblich an Bedeutung gewonnen, seit man vor allem im Leichtbau gezwungen ist, bei dem zu suchenden Ausgleich zwischen Festigkeit und Gewicht auf die Lebensdauer des Bauwerkes zu achten, ganz besonders insofern, als dieses im Betriebe nicht allein ruhenden Belastungen, sondern diesen überlagerten schwingenden Belastungen ausgesetzt ist. Die neuerdings erkannten Anforderungen an den Werkstoff haben die Werkstofforschung naturgemäß gerade in der Richtung ermüdungsfester Werkstoffe befruchtet. Damit hängt das Bedürfnis nach Prüfmethoden und Prüfeinrichtungen zusammen, die es ermöglichen, im Laboratorium unter möglichst den Anforderungen der Praxis angepaßten Bedingungen den Werkstoff Beanspruchungen auszusetzen, die sein Verhalten in Bezug auf Lebensdauer im praktischen Anwendungsfalle möglichst sicher voraussagen lassen. Zur Beurteilung des Dauerverhaltens wird überwiegend vorläufig der Dauerversuch durchgeführt, der also den Nachweis zu erbringen

hat, daß der Werkstoff eine bestimmte Zahl von Wechselbeanspruchungen aushält, wenn man ihn innerhalb bestimmter Grenzen schwankender Belastung aussetzt. Setzt man die Beanspruchung hoch genug an, so wird bei allen bekannten Werkstoffen die endliche Anzahl von Wechselbeanspruchungen sich ermitteln lassen, die zum Dauerbruch führt. Diese Wechselzahlen liegen bei neuzeitlichen Werkstoffen z. T. schon so hoch, daß

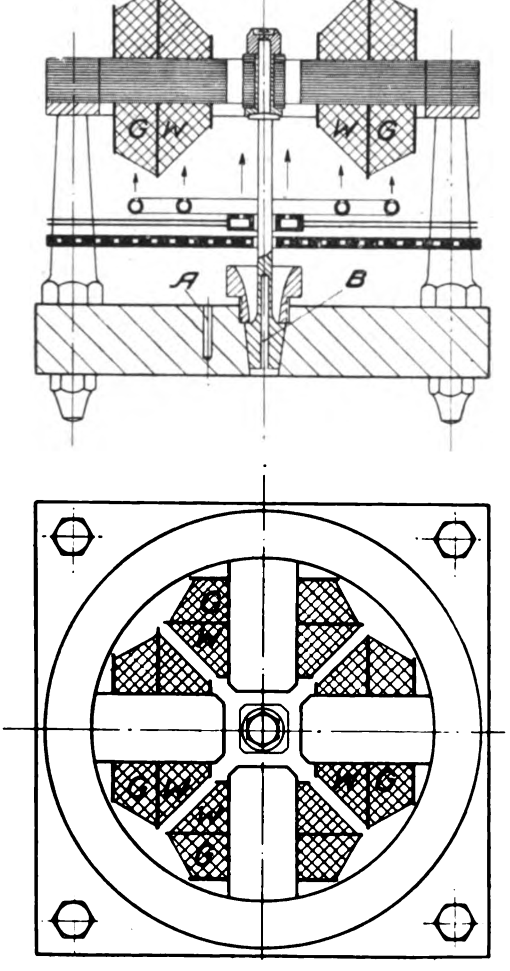


Abb. 1. Elektromagnetischer Dauerbiegeapparat

auch bei zeitlich sehr schnellem Wechsel der Belastung die Zeit bis zum Eintritt des Dauerbruches lästig lang wird und die Prüfeinrichtung unzulässig lange belegt bleibt. Hinzu kommt, daß derartige Dauerversuche stets mit einer größeren Anzahl von Probestäben durchgeführt werden müssen, weil sie erfahrungsgemäß mit einer merklichen Streuung der Resultate behaftet sind, wodurch das ganze Verfahren umständlich und teuer wird. Sollen derartige Bestimmungen nicht nur für gewisse Temperaturen durchgeführt werden, sondern wird auch die Erforschung der Abhängigkeit der Dauerfestigkeit von der Temperatur verlangt, so steigern sich die erwähnten Schwierigkeiten schon für einen einzigen Werkstoff sehr stark. Die systematische Untersuchung einer nach legierungstechnischen Gedanken abgewandelten Reihe von Werkstoffen würde aber ganz besonders große Mittel oder unzulässig lange Bearbeitungszeiten erfordern. Man ist daher schon seit einiger Zeit bestrebt gewesen, den geschilderten Dauerversuch durch abgekürzte Prüfverfahren oder solche Prüfverfahren zu ersetzen, die einen anderen Indikator heranziehen, um das Dauerverhalten des Werkstoffes unter beständig wechselnder Belastung abschätzen zu können. Wie weit es möglich ist, aus der durch Ausschwingungsvorgänge oder durch Messung der Erwärmung, die bei der Dauerbeanspruchung des Werkstoffes auftritt, zu bestimmenden Baustoffdämpfung das Dauerverhalten im praktischen Anwendungsfalle mit genügender Sicherheit vorauszusagen, ist heute noch nicht sicher gestellt. Immerhin beanspruchen schon jetzt alle Methoden, die auf ein abgekürztes Prüfverfahren abzielen, größtes Interesse, weil es vermutlich wenigstens für bestimmte Werkstoffklassen möglich sein wird, erfahrungsmäßige Beziehungen zu gewinnen, die zwischen der Baustoff-Dämpfung und der Dauerfestigkeit bestehen.

Auf Grund dieser Überlegungen haben wir uns im Forschungslaboratorium des Siemens-Konzerns bemüht, zunächst einen Prüfapparat für Dauerbiegeversuche zu entwickeln, der in bequemer Weise sämtliche zunächst interessierenden Messungen an dem Prüfstab auszuführen gestattet. Er sollte es ermöglichen, den gewünschten Dauerversuch bis zum Eintritt des Dauerbruches unter Zählung der bis dahin abgelaufenen Wechselzahlen durchzuführen. Er sollte es ferner ermöglichen, die Dämpfungsmessung von beliebigen Anfangsamplituden an durch Registrierung der abklingenden Amplituden in bekannter Weise durchzuführen. Ferner sollte bei Dauerbeanspruchung der erste Anbruch möglichst leicht erkennbar gemacht werden und endlich sollte die Wärmetönung im stärkst belasteten Raumteil des Prüfstabes in Abhängigkeit von der Amplitude der Messung möglichst leicht zugänglich gemacht werden. Die für diesen Zweck entwickelte Apparatur wird im folgenden kurz beschrieben, auf Resultate, die mit ihr erhalten wurden, wird an anderer Stelle näher einzugehen sein.

Der Prüfstab (vgl. Abb. 1) wird mit seinem unteren Ende fest in der Grundplatte des Apparates eingespannt. An seinem oberen Ende wird ein aus lamelliertem Eisen (vgl. Abb. 2) bestehender Anker mit quadratischem Querschnitt befestigt. Diesem Anker nähern sich 4 in einer horizontalen Ebene liegende radial gerichtete Elektromagnetpole, die ebenfalls aus lamelliertem Blech bestehen und

an ihren äußeren Enden durch ein ringförmiges Joch verbunden sind. Jeder Pol trägt eine Gleichstrom- und eine Wechselstromwickelung, die derart geschaltet sind, daß die Gleichstromwickelungen G (Abb. 1) überall nach innen gerichtete gleichnamige Pole ergeben. Die Wechselstromwicklung W (Abb. 1) zweier gegenüberliegender Pole erzeugt eine entgegengesetzt gerichtete Magnetisierung. Schickt man in die Wechselstromwicklungen der rechtwinklig zueinander liegenden Schenkel zwei gleiche, aber in der Phase um 90^0 verschobene Wechselströme, so erfährt der auf dem freien Ende des Prüfstabes angebrachte Anker Kräfte, die den Stab zu Drehschwingungen anregen, derart, daß sein oberes Ende einen Kreis beschreibt. Die Ausschläge des Ankers sind klein gegenüber dem Luftspalt zwischen Pol und Anker. Die Ausschläge des beweglichen Endes des Prüfstabes können mittels eines Lichtzeigers vergrößert auf einer Mattscheibe gemessen werden. Die statische Eichung geschieht bei jedem Prüfstab, indem man mittels eines über eine Rolle laufenden Fadens und Gewichtes eine horizontale Kraft in der mittleren Höhe des Ankers angreifen läßt und die Ausschläge des Lichtzeigers beobachtet. Das untere Ende des Prüfstabes ist bis zur Höhe des höchst beanspruchten Querschnittes mit einer Bohrung B (Abb. 1) versehen, in welche ein elektrisches Widerstandsthermometer eingeführt ist. Ein gleiches Widerstandsthermometer sitzt in einer Bohrung A nahe der Einspannstelle in der Grundplatte. Durch sehr genaue elektrische Messung kann die Temperaturdifferenz, bis zu welcher im stationären Zustand der höchst beanspruchte Querschnitt sich gegenüber der Temperatur der Grundplatte erwärmt, gemessen werden. Durch besondere Maßnahmen ist sowohl die Grundplatte als auch der untere Teil des Prüfstabes gegen unerwünschte Wärmezufuhr von den durch Stromwärme geheizten Magnetspulen oder von dem durch Hysereseverluste und Wirbelstromverluste erwärmten, am oberen Ende des Prüfstabes sitzenden Anker geschützt. (Vgl. die in Abb. 1 angedeutete Luftkühlung-Ringdüsen mit nach oben liegenden Öffnungen und Tranzplatte mit Kühlschlange zwischen Grundplatte und Oberteil!) Durch eine besondere Heizvorrichtung kann der Prüfstab an seinem unteren Ende samt der Grundplatte auf eine erhöhte Temperatur gebracht werden, so daß Dauerbiegeversuche auch bei erhöhter Temperatur ausgeführt werden können. Dabei werden der obere Teil des Prüfstabes und die Magnetschenkel gegen unzulässige Erwärmung in entsprechender Weise geschützt. Durch ein Kompensationsverfahren gelingt es, bei ruhendem Prüfstab der im Prüfstab sitzenden zunächst als Widerstandsthermometer benutzten Drahtspule eine mit Präzisionsinstrumenten gemessene elektrische Leistung zuzuführen und die dadurch erzeugte Übertemperatur zu bestimmen. Man kann so die infolge der Baustoffdämpfung beim Dauerbiegeversuch im Prüfstab entwickelte, zu jeder dabei gemessenen Übertemperatur gehörige Wärmemenge bestimmen, ohne im Einzelnen die Wärmeabgabe an die umgebende Luft oder an die Grundplatte verfolgen zu müssen. Es sind zunächst Prüfstäbe mit stark verdicktem unteren Ende, das mit einer Hohlkehle in einen längeren zylindrischen Teil übergeht, benutzt worden, so daß der höchstbeanspruchte Querschnitt am unteren Ende des zylindrischen Teiles liegt. Es steht nichts im Wege, die Form des Prüfstabes so zu wählen, daß für ein Stück von endlicher Länge eine homogene Biegungsbeanspruchung erzielt wird. Außer der nach der beschriebenen elektrischen Methode bestimmten Baustoffdämpfung kann diese auch in bequemster Weise durch einen Ausschwingversuch bestimmt werden, indem man zunächst durch einen Gleichstromimpuls, den man in eine der Wechselstromwicklungen schickt, dem oberen Prüfstabende eine gewünschte Auslenkung erteilt und nun den Stab ausschwingen läßt, während die beiden Wechselstromwickelungen an je eine Oszillographenschleife geschaltet werden, die den zeitlichen Verlauf der beiden Komponenten der Schwingungen photographisch aufzuzeichnen gestattet. Die dem Stab auf elektrischem Wege zugeführte Leistung kann beim Dauerversuch durch elektrische Messung festgestellt und registriert werden. Will man den Dauerversuch bis zum Bruch des Prüfstabes fortsetzen, so kann man auf dem Registrierstreifen des Wattmeters beim Bruch

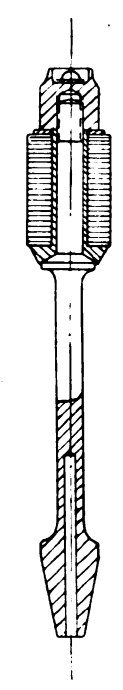


Abb. 2. Probestab zur Dauerbiegemaschine

des Prüfstabes eine Marke erzeugen, die durch Schließen eines Stromkreises beim Anschlagen des Ankers an eines der Polstücke betätigt wird. Da alle Messungen auf elektrische Messungen zurückgeführt sind, lassen sie sich in bequemster Weise durchführen und kontrollieren sich gegenseitig. Der beginnende Anbruch des Prüfstabes beim Dauerbiegeversuch läßt sich schon frühzeitig an der Abweichung der vom Lichtzeiger beschriebenen Kurve von einem Kreise erkennen. Eine eingehende Beschreibung der Apparatur und der mit ihr erzielten Resultate werden später an anderer Stelle veröffentlicht werden.

(Eingegangen am 25. Juli 1929)

Ein neues Pendel mit unveränderlicher Schwingungszeit

Von M. Schuler, Göttingen

Inhalt: 1. Ungenauigkeit der jetzigen Pendeluhren; Notwendigkeit einer genauen Uhr, um Schwankungen in der Geschwindigkeit der Erddrehung und in der Erdschwere nachweisen zu können. 2. Theorie des neuen Ausgleichpendels, dessen Schwingungszeit unabhängig ist von den Verschiebungen des Aufhängepunktes. Vorführung eines Modelles. 3. Besprechung der Pendelausführung und der Uhrkonstruktion an Hand einer Konstruktionsskizze (siehe Abb. 2). 4. Vorzeigen der Ausschwingungskurve des neuen Pendels; man ersieht daraus die geringe Reibung (siehe Abb. 3). 5. Beschreibung der Uhr in der Sternwarte: Das Pendel schwingt in gasdichtem Gehäuse, das mit Wasserstoff gefüllt ist. Über eine Photozelle mit Verstärker wird eine „Arbeitsuhr" synchronisiert. Die Arbeitsuhr schaltet den Antriebstrom des Pendels. Die Amplitude des Pendels wird fortlaufend photographisch registriert.

Im folgenden Aufsatz will ich über eine neue Pendeluhr berichten, die ich für genaue Zeitmessungen gebaut habe. Sie ist auf der Sternwarte zu Göttingen seit einigen Monaten aufgestellt. Die Ausführung der Uhr war mir durch die Hilfe der Notgemeinschaft möglich, der ich auch hier meinen Dank aussprechen möchte.

Längen- und Winkelmessungen können wir heute auf 7—8 Dezimalen genau ausführen. Im Gegensatz hierzu sind wir auf dem Gebiete der Zeitmessung noch weit zurück. Unsere besten astronomischen Uhren sind nur auf 5—6 Dezimalen genau, so daß also die jetzige Pendeluhr nur den zehnten Teil der Genauigkeit im Vergleich zu der Winkelmessung besitzt. Infolgedessen machen wir unsere heutigen genauen Zeitmessungen durch die Drehung der Erde, indem wir stillschweigend voraussetzen, daß sich die Drehgeschwindigkeit der Erde nicht ändert. Nun wissen wir aber, daß die Richtung der Erdachse im Jahre um etwa $7 \cdot 10^{-7}$ schwankt. Auch bei den Berechnungen der Mond- und Planetenbahnen hat sich gezeigt, daß kleine Unstimmigkeiten auftreten, die am besten durch Schwankungen unseres Zeitmaßes, also durch Schwankungen in der Drehgeschwindigkeit der Erde erklärt werden können. Um dies nachzuweisen, müssen wir aber eine Uhr besitzen, die etwa die zehnfache Genauigkeit der jetzigen Uhren hat. Ferner wird man mit einer guten, fehlerfreien Pendeluhr auch Schwankungen der Erdschwere nachweisen können, da ja die Schwingungszeit von der Schwere abhängt. Ich bin fest überzeugt, daß außer den kurzen Schwerestörungen, die durch Seismometer gemessen werden, auch langperiodische Schwankungen der Schwere vorhanden sind, die wir bisher nur nicht nachweisen konnten, da das Meßinstrument fehlt. So glaube ich sicher, daß jedem größeren Erdbeben oder Vulkanausbruch eine Störung des Gleichgewichtes und damit eine lokale Schwankung der Schwere vorhergeht.

Für all diese Messungen versuche ich nun efne genauere Uhr zu bauen. Die Theorie ist ganz einfach. Bei der gewöhnlichen Pendeluhr ist:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Dabei ist l die Pendelänge $\cong$ Abstand des Aufhängepunktes vom Schwerpunkt des Pendelgewickts. Das Pendel ist an einer dünnen Feder aufgehängt, die sicher ihre Länge nicht beibehält, da sie viele millionenmal hin und hergebogen wird. Deshalb können die jetzigen Pendeluhren nicht fehlerfrei gehen. Ich fragte mich nun, ob man nicht ein Pendel bauen kann, dessen Schwingungszeit unabhängig ist von der Länge des Pendels; denn damit würden alle Fehler durch Dehnen der Aufhängefeder oder durch Aunutzung der Aufhängeschneide beseitigt.

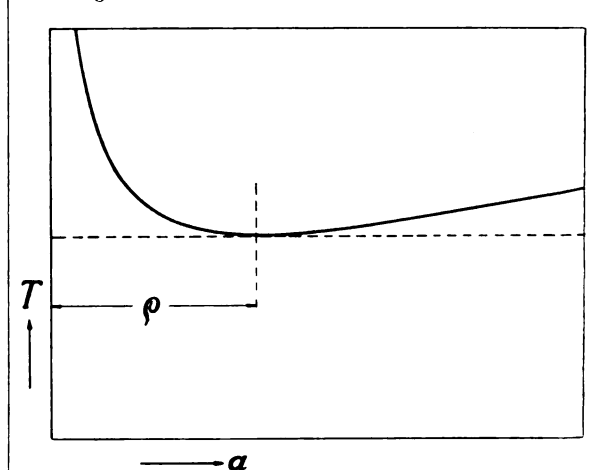


Abb. 1. Schwingungszeit (T) eines Pendels, abhängig vom Abstand (a) des Aufhängepunktes vom Schwerpunkt

Trage ich abhängig vom Abstand a des Pendelschwerpunktes vom Aufhängepunkt die Schwin-

gungszeit auf, so wächst sie sicher mit zunehmender Pendellänge a (Abb. 1). Andererseits wird die Schwingungszeit auch sehr lang, wenn der Schwerpunkt nahe an den Aufhängepunkt heranrückt, d. h. bei kleinem a. Dazwischen muß die Kurve ein Minimum haben. Hier ändert sich offenbar die Schwingungszeit in erster Näherung nicht, wenn sich a ändert. Dieses Minimum können wir sofort berechnen. Schreiben wir das Trägheitsmoment des Pendels:

$$\Theta = \Theta_s + m\,a^2 = m\,(\varrho^2 + a^2)\,.$$

Dabei ist ϱ der Trägheitsradius des Pendels um den Schwerpunkt. Dann ist die Schwingungszeit:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\Theta}{m\,g\,a}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}\;;$$

l = „reduzierte Pendellänge".

$$l = \frac{\Theta}{m\,a} = \frac{\varrho^2}{a} + a\,.$$

Die Schwingungszeit ändert sich nicht, wenn sich l nicht ändert. Als Bedingung haben wir:

$$\frac{\partial l}{\partial a} = 0\;; \qquad -\frac{\varrho^2}{a^2} + 1 = 0\;;$$

$$\varrho = a\;; \qquad l = 2\,\varrho\;;$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{2\,\varrho}{g}}\,.$$

Wir müssen also an der Pendelstange 2 Gewichte so anbringen, daß der Trägheitsradius, gemessen um den Schwerpunkt, gleich der Hälfte der geforderten Pendellänge ist, d. h. 500 cm bei dem Sekundenpendel. Dann müssen wir dieses Pendel im Abstand ϱ vom Schwerpunkt aufhängen.

Ich habe ein kleines Modell gebaut, um die Richtigkeit der Rechnung zu zeigen. Oberhalb des Drehpunktes ist auf der durchgehenden Pendelstange ein Ausgleichgewicht so aufgesetzt, daß es den eben gerechneten Forderungen entspricht. Daneben habe ich zum Vergleich ein gewöhnliches Pendel aufgebaut. Beide Pendel sind synchron abgestimmt. Verschiebe ich nun das „Ausgleichspendel" um 2 cm nach unten, so wird die Schwingungszeit um ein ganz weniges größer. Verschiebe ich das Ausgleichpendel jetzt um 2 cm nach oben, so wird die Schwingungszeit ebenfalls um ganz wenig länger. Die erste Stellung entsprach also dem Minimum der Schwingungszeit. Verschiebe ich nun zum Vergleich das gewöhnliche Pendel um 2 cm nach unten, so schwingt es zu langsam; es ist vollkommen verstimmt. Verstelle ich jetzt nach oben, so schwingt es zu schnell. Es ist ebenfalls verstimmt. Der Fehler beträgt:

Beim Uhrpendel:

$\Delta T = 43$ sec/dies.
Beim Ausgleichpendel: } für 1/mm Verschiebung.
$\Delta T = 0{,}02$ sec/dies.

Die Schwingungszeit hängt bei dem Ausgleichpendel praktisch nicht mehr von der Aufhängung ab, sondern nur mehr von dem Abstand der beiden Gewichte untereinander, d. h. von ϱ.

Auf Abb. 2 sehen Sie eine Skizze von der Ausführung des Pendels. Das ganze Pendel ist mit seinen Gewichten aus einem Stück Invarstahl herausgedreht. Es ist auf zwei Schneiden gelagert, die rechts und links von der Pendelstange angeordnet sind. Der Abstand der Schneidenachse von dem Schwerpunkt ist gleich dem Trägheitsradius. Eine Regulierung der Schwingungszeit ist natürlich nicht möglich. Das Pendel hat eine be-

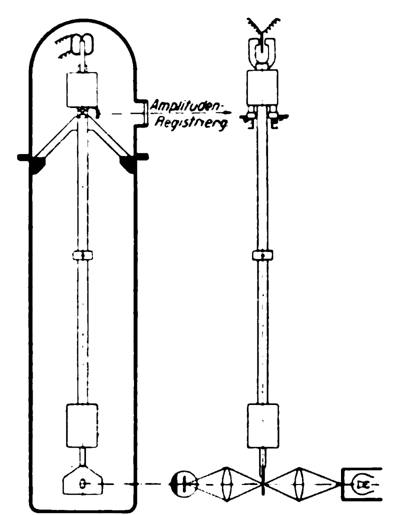


Abb. 2. Konstruktion des neuen Pendels

stimmte Schwingungszeit nach der Fertigstellung, und damit muß man sich abfinden. Man bringt ja auch bei einem Normalmetermaß keine Regulierschraube an, sondern rechnet mit dem Fehler, den man vorher bestimmt hat.

Nun werden die übrigen Uhrfehler, die sonst als klein angesehen werden, in den Vordergrund rücken. Vor allem muß das Pendel vor äußeren Störungen geschützt werden und ist deshalb in ein gasdichtes Gehäuse eingeschlossen, das mit Wasserstoff gefüllt ist. Der Temperaturfehler wird rechnerisch beseitigt[1]), indem die Temperatur fortlaufend gemessen wird. Alle Fehler des Uhrwerks werden dadurch vermieden, daß kein Uhrwerk vorhanden ist. Das Pendel synchronisiert nur eine Arbeitsuhr, auf der man die Zeit abliest. Die Synchronisierung erfolgt ohne jeden Kontakt durch einen Lichtstrahl über eine Photozelle und einen Verstärker. Das Pendel trägt unten eine Blende mit einem Schlitz,

[1]) $0{,}68 \cdot 10^{-6}$ je Grad Ausdehnung des verwendeten Invarstahles.

der so angeordnet ist, daß beim Durchschlagen der Gleichgewichtslage die Photozelle $^1/_{10}$ sec lang beleuchtet wird.

Der Antrieb des Pendels erfolgt elektromagnetisch. Ein permanenter Magnet, der oben am Pendel befestigt ist, schlägt über die mittleren Drähte einer Spule, die achtförmig gewickelt ist. Der Strom der Spule wird von der Arbeitsuhr die synchronisiert ist, im richtigen Sinne umgeschaltet. Das Pendel schwingt also völlig frei, ohne mechanischen Anstoß oder elektrischen Kontakt. Infolgedessen ist die Reibung auch äußerst gering.

Schließlich komme ich noch auf den Amplitudenfehler. Er kann nur durch Rechnung beseitigt werden, und zu diesem Zwecke wird die Amplitude fortlaufend durch einen kleinen Spiegel registriert. Dadurch erhält man gleichzeitig eine Überwachung des Uhrganges und kann jedes Versagen des Antriebs feststellen.

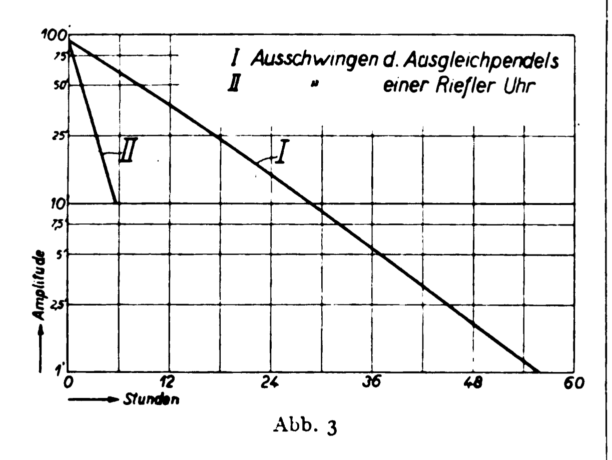


Abb. 3

Was ich erreicht habe, zeigt Ihnen das nächste Bild. Es wurde das Ausschwingen des Pendels bei abgestelltem Antrieb beobachtet. Die Abszisse ist die Zeit in Stunden nach dem Ausschalten des Antriebs. Die Ordinate ist die Amplitude in logarithmischem Maßstab. Die Reibung ist proportional dem *tg* des Neigungswinkels. Je geringer die Neigung ist, um so kleiner die Reibung. Sie sehen, nach 30 Stunden ist bei meinem Pendel die Amplitude erst auf $^1/_{10}$ gefallen, und nach 60 Stunden schwingt es immer noch. Die Kurve ist fast eine gerade Linie, d. h. die Reibung ist proportional der Geschwindigkeit. Zum Vergleich ist die Ausschwingungskurve eines normalen Rieflerpendels eingetragen. Sie sehen, wieviel größer die Reibung ist. Das neue Pendel benötigt nur 6 Erg zum Antrieb. Je kleiner der Antrieb ist, um so kleiner werden aber auch alle Fehler des Antriebes.

Dieser geringe Energiebedarf ist vor allem zurückzuführen auf die Füllung des Gehäuses mit Wasserstoff. Denn Wasserstoff hat nur den 14. Teil der Reibung gegenüber Luft. Die Größe der Luftreibung wird in den meisten Fällen unterschätzt. Dazu kommt noch die Beseitigung jeder Ankerreibung. Schließlich ist das Fundament möglichst kräftig ausgebildet, damit möglichst wenig Energie in Wellenform ausgestrahlt wird. Den Erfolg zeigt Ihnen das Diagramm. Von der nötigen Energie entfällt etwa die Hälfte (3,2 Erg) auf die Schneidenreibung, der Rest auf die Gasreibung. Diese kann man vermindern, indem man den Gasdruck, der bei dem Versuch 467 mm betrug, weiter heruntersetzt. Ein vollständiges Vakuum zu wählen ist aber unzweckmäßig, weil dann zwischen Pendel und Gehäuse kein Wärmeübergang mehr möglich ist, und deshalb die Temperatur des Pendels nicht mehr genau bestimmt werden kann.

Von den bisherigen Versuchsergebnissen kann ich folgendes berichten:

Es ist mir in letzter Zeit durch gute Aufhängung des Pendels gelungen, in Vakuum eine Halbwertzeit von 18 Stunden zu erreichen; d. h. die Pendelamplitude fällt bei abgestelltem Antrieb erst in 18 Stunden auf die Hälfte ab. Damit benötigt das Pendel nur den zehnten Teil der Antriebsenergie der besten jetzigen Uhren, und deshalb wird auch der Antriebsfehler auf den zehnten Teil heruntergehen.

Die Photozellenanlage mit Verstärker, die von Prof. Karolus in Leipzig gebaut ist, hat immer vollkommen einwandfrei und sicher gearbeitet, so daß auch die gute Synchronisierung der Werkuhr sichergestellt scheint. Der elektromagnetische Antrieb des Pendels hat von der ersten Betriebsetzung an niemals versagt. Die Umschaltung des Stromes wird durch Kurzschluß eines Widerstandes bei einer Brückenschaltung erreicht, so daß keine Funken durch Selbstinduktion an den Kontakten der Werkuhr auftreten können.

Über den Zeitfehler der neuen Uhr kann ich erst in einigen Jahren Angaben machen, wenn die notwendigen astronomischen Zeitbeobachtungen vorliegen. Ich will absichtlich Störungen auf die Uhr ausüben, die etwa zehnmal so groß sind, wie die erwarteten. Vor allem will ich die Temperatur verändern, dann die Energie des Antriebs und damit die Amplitude des Pendels, ferner die Phase der Synchronisierung und die Phase des Antriebs. Dann kann ich in verhältnismäßig kurzer Zeit ein Bild erhalten, welche Störungen am gefährlichsten sind und angeben, vor welchen Störungen die Uhr am meisten geschützt werden muß. Auch werden sich dann über die zu erwartende Genauigkeit der Uhr zahlenmäßige Angaben machen lassen.

Zusatz nach Abschluß der Korrektur

Zum Schluß will ich noch beweisen, daß bei den jetzigen astronomischen Uhren die größten Fehler tatsächlich durch die Längenänderungen

des Pendels hervorgerufen werden. Deshalb habe ich in Abb. 4 die letzten Veröffentlichungen der Zeitwarte von Greenwich über den Gang ihrer neuen Shortt-Uhren dargestellt.[2]) Es sind dies zurzeit die besten Uhren Europas; sie arbeiten in Vakuum mit frei schwingendem Pendel. Die „Arbeitsuhr" ist getrennt und wird synchronisiert durch das Pendel über einen mechanisch ausgelösten Kontakt. Den Gedanken einer getrennten Arbeitsuhr habe ich von Shortt übernommen.

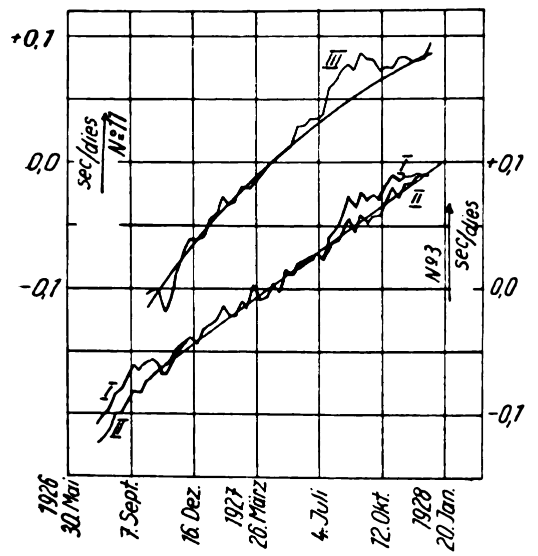


Abb. 4. Gang der Shortt-Uhren an der Sternwarte Greenwich
I. Unverbesserter Gang von Shortt Nr. 3
II. Temperaturverbesserter Gang von Shortt Nr. 3
III. Unverbesserter Gang von Shortt Nr. 11

In Abb. 4 ist der Gang der beiden Shortt-Uhren von der Inbetriebnahme im Jahre 1926 bis Anfang 1928 dargestellt, wie er aus den monatlichen Mittelwerten berechnet ist. Für die Uhr Nr. 3 zeigt Kurve I den unverbesserten Gang, während bei Kurve II eine Temperaturverbesserung nachträglich berechnet wurde. Für Uhr Nr. 11 ist der Gang nur unverbessert wiedergegeben, da der Temperaturkoeffizient des Pendels nicht genügend genau bekannt war. Die durchzogenen Mittellinien entsprechen den von der Sternwarte Greenwich wahrscheinlich ermittelten jährlichen Gangänderungen.

Man erkennt hieraus, daß beide Uhren mit der Zeit immer langsamer gehen, d. h. die Pendellänge wächst bei beiden Uhren dauernd. Ein Vergleich der Kurve I und II zeigt auch, wie wenig die Temperaturfehler im Verhältnis zu der Längenänderung des Pendels ausmachen. Die kleinen Zacken der Gangkurve kommen offenbar von Unregelmäßigkeiten des Pendelantriebes. Doch sind auch alle Beobachtungsfehler darin enthalten. Auch diese Fehler bleiben klein und heben sich über längere Zeiten großenteils heraus. Weitaus der größte Fehler entsteht durch die Verlängerung des Pendels. Rechnet man aus dem beobachteten Uhrgang die Pendelverlängerung, so erhält man für Uhr Nr. 3 etwa 1 μ in 120 Tagen. Für Uhr Nr. 11 ist der Wert etwas größer.

Die Längenänderung des Pendels beruht offenbar auf der Verlängerung der Feder, mit der das Pendel aufgehängt ist. Denn diese Feder wird durch das schwere Pendel stark belastet und viele 1000mal im Tage hin- und hergebogen. Man könnte diese ganzen großen Gangfehler vermeiden, wenn man statt des gewöhnlichen Uhrpendels, wie es bei den Shortt-Uhren verwendet ist, ein nach meinem Vorschlag gebautes „Ausgleichpendel" einsetzte. Dann würde die Uhr mindestens zehnmal so genau gehen. J. Jackson, der Beobachter an der Sternwarte zu Greenwich schreibt: Mit den bisherigen Uhren sei es ausgeschlossen, Schwankungen in der Erdrotation nachzuweisen, da die Uhrfehler durch die Veränderung der Pendellänge viel zu groß sind. Dagegen könnte man die Fehler durch Temperatur- und Amplitudenschwankungen genügend genau ausschalten. Man müßte erst ein Pendel besitzen, dessen Länge über viele Jahre konstant bleibt.

Dieses Pendel glaube ich tatsächlich den Astronomen durch meinen neuen Konstruktionsvorschlag geben zu können.

Zusammenfassung

Zur genauen Zeitmessung wird die Konstruktion eines Pendels angegeben, dessen Schwingungszeit unabhängig von der physikalischen Pendellänge ist. Die Fehler des Uhrwerks werden dadurch vermieden, daß das Werk durch Lichtstrahlen über eine Photozelle gesteuert wird. Der Antriebsfehler wird vermindert, indem die Pendelreibung und damit die Antriebsenergie auf den zehnten Teil der jetzigen Uhrpendel gebracht wird. Über den Zeitfehler der Uhr können erst in einigen Jahren Angaben gemacht werden.

(Eingegangen am 6. Juli 1929)

Zuschriften an die Schriftleitung

Bemerkung zu dem Aufsatz von H. Lorenz „Widerstände der laminaren und turbulenten Strömung"[1])

Von L. Schiller

Bei der Besprechung der theoretischen Ansätze zum Turbulenzproblem schreibt Herr Lorenz

[2]) The Shortt Clocks at the Royal Observatory, Greenwich. By J. Jackson, M. A., D. Sc., and W. Bowyer. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 88 (1928), S. 465.

[1]) Diese Zeitschr. 10 (1929), 306.

an einer Stelle (S. 308): „nachdem die Annahme einer parabolischen Geschwindigkeitszunahme in der Grenzschicht durch Schiller (1922) nicht zum Ziele geführt hatte".

Ich darf dies dahin berichtigen, daß die betr. Annahme sich lediglich auf Laminarströmung bezogen und die damit entwickelte Theorie der laminaren Anlaufströmung sich in sehr guter Übereinstimmung mit den Versuchen erwiesen hat.

Antwort

Die oben angezogene Bemerkung von mir ist so zu verstehen, daß die vom Herrn Einsender für laminare Anlaufströmung benutzte parabolische Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht im Falle der Turbulenz nicht zum Ziele führt.

Danzig-Langfuhr, 8. August 1929.

H. Lorenz.

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Cabannes, J., La diffusion moléculaire de la lumière. VIII, 326 S. Les Presses Universitaires de France, Paris, 49, Boulevard Saint-Michel. 1929. Frs. 65,—.

Cugnin, L., Structure de l'atome. Tourbillon d'éther. 1929. 183 S.

Debye, P., Polare Molekeln. VIII, 200 S., 34 Abb. i. T. S. Hirzel, Leipzig. 1929. Rm. 14,—, geb. Rm. 15,50.

Debye, P., Polar Molecules. 172 S., 33 Abb. Book Department The Chemical Catalog Comp., New York. 1929. Geb. $ 3,50.

Festschrift der Technischen Hochschule Stuttgart. VII, 475 S. m. zahlr. Abb. Julius Springer, Berlin. 1929. Rm. 24,—.

Fowler, R. H., The Passage of Electrons trough Surfaces and Surface Films. Oxford University Press. 1929. 21 S.

Gans, R., Vektoranalysis. Mit Anwendungen auf Physik und Technik. 6. Aufl. VIII, 111 S., 40 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig. 1929. Kart. Rm. 5,40.

Güntherschulze, A., Elektrische Gleichrichter und Ventile. 2. Aufl. 330 S., 305 Abb. Julius Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 29,—.

Hay, Alfred, Handbuch der wissenschaftlichen und angewandten Photographie. Band III. VII, 296 S., 68 Abb. J. Springer, Wien. 1929. Rm. 28,—, geb. Rm. 30,80.

Jebsen-Marwedel, H., Schmelzen und Formgebung des Glases. VIII, 167 S., 93 Abb. i. T. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Br. Rm. 13,20, geb. Rm. 14,50.

Jellinek, K., Lehrbuch der physikalischen Chemie. 7. Lieferung. (III. Band.) 1. und 2. Aufl. 336 S., 32 Tab., 101 Textabb. Ferd. Enke, Stuttgart. 1929. Rm. 29,—.

Kossel, W., Die Einheit der Naturwissenschaft. Rede beim Antritt des Rektorats der Christian-Albrecht-Universität am 5. März 1929. 22 S. Kommissionsverlag der Universität Kiel Lipsius & Tischer. Rm. —,80.

Küster-Thiel, Logarithmische Rechentafeln für Chemiker, Pharmazeuten, Mediziner u. Physiker. 35.—40 Aufl. 188 S., 1 Taf. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1929. Geb. Rm. 7,50.

Lichtenstein, L., Grundlagen der Hydromechanik. XII, 506 S., 54 Textabb. Julius Springer, Berlin. 1929. Rm. 38,—, geb. Rm. 39,60.

Planck, Max, Das Weltbild der neuen Physik. 52 S. Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1929. Rm. 2,70.

Rinne-Schiebold, Zur Nomenklatur der 32 Kristallklassen. Des XL. Bandes der Abhandlungen der Mathematisch-Physikalischen Klasse der Sächsischen Akademie der Wissenschaften Nr. V Schlußheft. 204 S. Text, 22 S. und 46 Taf. S. Hirzel, Leipzig. 1929. Preis je Rm. 13,—.

Rüdenberg, R., Relais und Schutzschaltungen in elektrischen Kraftwerken und Netzen. VII, 281 S., 336 Textabb. Jul. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 25,50.

Sauerwald, F., Lehrbuch der Metallkunde. XVI, 462 S., 399 Textabb. Julius Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 29,—.

Wien, W. und F. Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 8. Teil. 1. XV, 736 S., 235 Abb. gr. 8°. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Rm. 63,—, geb. Rm. 65,—.

Wien, W. und F. Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 13. 3. Teil. XII, 763 S., 471 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Rm. 67,—, geb. Rm. 69,—.

Wien, W. und F. Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 22. X, 436 S., 51 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Brosch. Rm. 41,—, geb. Rm. 42,80.

Winzheimer, R., Übertragungstechnik. VI, 233 S., 207 Abb. R. Oldenbourg, München. 1929. Brosch. Rm. 10,—, geb. Rm. 12,—.

Wittenbauer, F. und Th. Pöschl, Aufgaben aus der Technischen Mechanik. 6. Aufl. I. Band: Allgemeiner Teil. VIII, 356 S., 601 Textabb. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 14,20, geb. Rm. 15,60.

Besprechungen

◆Planck, M., **Das Weltbild der neuen Physik.** 52 S. J. A. Barth, Leipzig. 1929. Rm. 2,70.

Falls man sich, sei es als Fachwissenschaftler, sei es als allgemein naturwissenschaftlich Interessierter, über die jeweilige Entwicklung der neueren allgemeinen Physik an Hand zusammenfassender Vorträge unterrichten will, so sind an allererster Stelle die entsprechenden Schriften von Planck zu nennen. Eine überaus hohe Warte in der Beurteilung neu auftauchender Fragestellungen und Lösungsversuche und ein seltenes Vermögen, diese mit den älteren Lehrgebäuden zu verknüpfen und so zu Darstellungen zu gelangen, welche Altes und Neues umfassen, zeichnet die Planckschen Vorträge aus.

Die vorliegende Schrift ist dem Andenken von H. A. Lorentz gewidmet und ist aus im Spätwinter dieses Jahres gehaltenen Vorträgen über die Arbeit der letzten 20 Jahre am physikalischen Weltbilde entstanden. Es wird der Einfluß der Relativitätstheorie auf die Ausgestaltung dieses Weltbildes und besonders seine Umgestaltung durch die Quantenlehre und die Wellenmechanik, sowie durch die Heisenbergsche Unsicherheitsrelation dargelegt und dabei der Zusammenhang mit erkenntnistheoretischen Fragen behandelt.

Der (bei guter Ausstattung) wohlfeile Preis dürfte der Gedankenfülle dieser Schrift die verdiente weite Verbreitung ermöglichen. R. Swinne.

◆Jensch, G, **Tafeln zur Ermittlung der Härtezahlen nach Brinell.** 12 S. Deutscher Verband für die Materialprüfungen der Technik. Berlin. 1929. Rm. —,60.

Der am Staatlichen Materialprüfungsamt in Dahlem tätige Verfasser hat alle praktisch vorkommenden Härtezahlen nach der Brinellschen Formel berechnet und in übersichtlicher Anordnung in einem Heft vereinigt. Es wird sich seinen Platz an allen Materialprüfstellen erobern.

W. Mauksch.

◆ Gehlhoff, G., **Lehrbuch der Technischen Physik** für fortgeschrittene Studenten und Ingenieure. III. Bd Physik der Stoffe. XVI, 555 S., 376 Abb. i. T. u. a. 5 Taf. J. A. Barth, Leipzig. 1929. Geh. Rm. 57,—, geb. Rm. 60.—.

Was der Band enthält, zeigt am besten folgende Zusammenstellung der einzelnen Abschnitte:

1. Der Feinbau der Stoffe (R. Swinne). Der körnige Bau der Stoffe. Die Eigenschaften des Atomkerns. Das Elektron der Atomhülle. Anordnungen der Elektronen. Atomverknüpfungen.
2. Physik der anisotropen Körper (Kristallphysik) (E. Schiebold). Die Bedeutung der Kristallographie für die allgemeine Physik. Morphologische Grundlagen der Kristallphysik. Allgemeines über die physikalischen Eigenschaften der Kristalle.
3. Zusammenhang zwischen physikalischen Eigenschaften und Bau der Kristalle (R. Swinne).
4. Metalle (G. Masing). Herstellung und Untersuchung der Schliffe. Erstarrungsvorgänge der Metalle. Legierungskunde. Plastische Deformation von Metallen. Rekristallisation. Technische Metalle und Legierungen außer Eisen.
5. Das technische Eisen (F. Wever).
6. Wolfram (E. Lachs und M. Pirani).
7. Das Glas (G. Gehlhoff u. M. Thomas) Allgemeine Eigenschaften der Gläser. Die physikalischen Eigenschaften der Gläser und ihre Abhängigkeit von der Zusammensetzung.
8. Die Erden (K. Endell und W. Steger). Keramik. Zement- und Hochofenschlacken.
9. Die Faserstoffe (H. Mark)
10. Isolierstoffe (H. Schering).

Der Gedanke des Herausgebers war der, im letzten Bande seines Lehrbuches der technischen Physik eine physikalische Technologie, eine Physik der Stoffe, zu geben. Daß sie auf die wichtigsten Stoffe beschränkt werden mußte, ist selbstverständlich. Aber im Gebiet der behandelten Stoffe ist die Darstellung so vollständig, daß dieser Band des Lehrbuchs tatsächlich den Charakter eines Handbuches besitzt. Er verdient m. E. im höchsten Maße das Interesse des Physikers und des Ingenieurs. Der Physiker wird darin Fragen besprochen finden, die in allen möglichen Lehrbüchern, Handbüchern und Zeitschriften zerstreut und deshalb schwer zugänglich sind. Der Ingenieur lernt Stofffragen vom physikalischen Standpunkt aus kennen und gewinnt damit einen ganz anderen Überblick über die Dinge und ihren Zusammenhang als aus den mehr morphologischen Beschreibungen der üblichen Technologie.

Der Band wird von besonderem Werte sein für diejenigen, die an einer technischen Hochschule Physik oder auch Technologie vorzutragen haben.

Die Ausstattung des Buches ist vorzüglich. Ich wünsche ihm eine recht große Verbreitung und werde es jedem empfehlen, der sich für die Physik der Stoffe interessiert und sich die Anschaffung leisten kann. J. Zenneck.

◆ Dannemann, F., **Vom Werden der naturwissenschaftlichen Probleme.** Grundriß einer Geschichte der Naturwissenschaften. XII, 376 S. mit 82 Abb. i. T. W. Engelmann, Leipzig. 1928. Rm. 17,—, geb. Rm. 19,—

Es ist sehr zu begrüßen, daß sich Dannemann der vom Standpunkt des Autors selten befriedigenden Aufgabe unterzogen hat, uns im vorliegenden Buche einen in einem schlichten Band zusammengezogenen Auszug aus seiner großen vierbändigen Geschichte der Naturwissenschaften zu geben. Stoff und Inhalt (vom Altertum bis zur Jahrhundertwende) sind damit gekennzeichnet; die Form ist so leichtfaßlich und frei von jeder historischen oder lehrhaften Trockenheit, daß man den Leserkreis gern von den Hochschulen bis auf die Mittelschulen ausgedehnt wüßte. Abbildungen, Druck und Papier sind mustergültig, der Preis angemessen.

Besonders hervorgehoben seien nur zwei Seiten des Werkes; einmal, daß neben den „exakten" Naturwissenschaften wie Physik und Chemie, bei denen naturgemäß das Schwergewicht der Darstellung liegt, auch die Entwicklung der Botanik, Zoologie, Mineralogie usw. berücksichtigt ist und die jeweiligen gegenseitigen Befruchtungen gut zur Darstellung kommen, so daß man in jedem Augenblick einen zeitgenössischen Überblick über die allgemeine Naturerkenntnis einer Kulturepoche vor Augen hat; und zweitens im Anhang eine 10 Seiten umfassende Zeittafel, die in historischer Zeitfolge naturwissenschaftlich bemerkenswerte Ereignisse in Parallele zu den gleichzeitigen staatlichen und kulturellen Entwicklungsstufen setzt, eine Tabelle, deren Studium allein schon einen solchen Reiz vermittelt, daß niemand die Anschaffung des Dannemannschen Buches bereuen wird. O. v. Auwers.

Wissenschaftliche Nachrichten

Metallurgischer Kongreß zu Düsseldorf vom 9.—12. Sept. 1929

Besprechungsgegenstände

1. Prof. C. O. Bannister (Liverpool): „Untersuchung über die Kristallisierung des flüssigen Goldes."
2. Mr. C. Blazey (Port Kembla, Neu Süd-Wales): „Idiomorphische Kupferoxydkristalle in Kupfer."
3. Dr. N. F. Budgen (Birmingham): „Luftbläschen in Gußstücken aus Aluminiumlegierung."
4. Prof. P. A. Chevenard (Imphy, Nievre, Frankreich), M. A. M. Portevin und M. X. F. Wache (Paris): „Eine dilatometrische Untersuchung einiger zweiphasigen Reaktionen mit einer Variante."
5. Dr. J. Newton Friend (Birmingham): „Die relative Verrostung eisenhaltiger und nicht eisenhaltiger Metalle und Legierungen."
6. Dr.-Ing. M. Haas und Dr.-Ing. D. Uno (Aachen): „Ein verbesserter Differential-Ausdehnungsmesser."
7. Dr. O. F. Hudson, Mr. T. M. Herbert, Mr. F. E. Ball and Mr. E. H. Bucknall und (Birmingham): „Eigenschaften der Lokomotiv-Feuerbüchsenträger und -Wände."
8. Mr. A. Glynne Lobley (Birmingham): „Die ‚Verlängerung' von 80:20 Nickelchromlegierung bei hohen Temperaturen."
9. Dr. phil. G. Masing (Berlin-Siemensstadt): „Metallographische Forschungsmethoden."
10. Dr. W. J. P. Rohn (Hanau a. Main): „Schmelzen in luftleeren Raum und Verminderung der Schrumpfhohlräume."
11. Dr. W. Rosenhain (Teddington): „Einige Forschungsmethoden der Physikalischen Metallurgie."
12. Dipl.-Ing. M. Tama (Eberswalde): „Neue Verfahren zum Schmelzen nicht eisenhaltiger Metalle in Elektrischen Hochofen."
13. Dr. W. H. J. Vernon und Mr. L. Whitby (London): „Die Kupferverostung und Oberflächenpatinaentwicklung an der freien Luft."
14. Dr.-Ing. A. von Zeerleder und P. Bourgeois (Neuhausen, Schweiz): „Einwirkung der in oberirdischen elektrischen Übertragungskabeln erreichten Temperatur"

Teilnehmerkarten für den Kongreß sind bei dem Schriftführer, Secretary of the Institute of Metals 36 Victoria Street, London S. W. I. erhältlich

Hauptversammlung des Deutschen und Österreichischen Verbandes für die Materialprüfuugen der Technik in Wien am 8. bis 11. Oktober 1929

Der Zeitplan für die Versammlungen ist: Dienstag, den 8. Oktober: Eröffnung der Hauptversammlung und der Ausstellung. Empfang in Schönbrunn. Mittwoch, den

9 Oktober: Verhandlungen über Dauerprüfung und Röntgenprüfung. Empfang durch die Stadt Wien. Donnerstag, den 10. Oktober: Verhandlungen über Mikrochemie. Mitgliederversammlung. Freitag, den 11. Oktober: Besichtigungen. Ausflüge.

Personalnachrichten

Berlin. Sonntag, den 4. August verschied auf Schloß Welsbach in Kärnten Dr. Dr. techn. e. h. Dr.-Ing. e. h. Dr. phil. e. h. Auer von Welsbach im 71. Lebensjahre. Wir haben aus Anlaß seines 70. Geburtstags im vergangenen Jahre an dieser Stelle seine Lebensarbeit ausführlich gewürdigt.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 26. Juni 1929 erlag einem längeren Leiden unser langjähriges Mitglied

Dr. phil. **Hermann Borchardt**,

Oberingenieur der Siemens & Halske A.-G. im Siemenshaus, Mannheim.

Der Entschlafene hat als Mitglied des Beirats unserer Ortsgruppe Baden-Pfalz stets sein warmes Interesse für die Förderung der Gesellschaft wie der Ortsgruppe gezeigt. Wir alle, insbesondere seine engeren Freunde der Ortsgruppe Baden-Pfalz, werden dem Entschlafenen stets ein ehrenvolles Andenken bewahren.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Prof. Dr. Gehlhoff,
1. Vorsitzender.

Büro der Gesellschaft: Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. G. 3. Lichterfelde 1661. Bürostunden: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Fassbender, Adlershof:
Herr Dipl.-Ing. Freiherr von Handel, Berlin-Johannisthal, Groß-Berliner Damm 39.
Herr Dr.-Ing. Plendl, Berlin-Johannisthal, Johannes Wernerstraße 2.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Dipl.-Ing. Max Barreiss, Charlottenburg, Philippistraße 14, jetzt c./o. Mrs. Irish, 5 g Bailey Road Watertown, Mass. USA.
Herr Dipl.-Ing. Wilhelm Feldmann, Charlottenburg, Königsweg 8, jetzt Spandau, Zimmerstraße 5 II.
Herr Dipl.-Ing. Walter Fritz, Charlotteuburg, Mindenerstraße 21 IV, jetzt Berlin-Niederschöneweide, Hainstraße 30 II.
Fräulein Dr. Hilde Hassinger, Dresden, Sedanstraße 47, jetzt Dresden-A., Bayreutherstraße 42.
Herr Direktor C. W. Junghaus, Mannheim, L 4. 15, jetzt Mannheim, Sofienstraße 20.
Herr Siegfried Matthes, Dresden. Teplitzerstraße 16, jetzt Dresden-A. 24, Semperstraße 9 II.
Herr Dr.-Ing. E. Schlechter, Berlin NO 57, Prenzlauer Allee 40, jetzt Berlin-Siemensstadt, Rieppelstr. 10.

Verstorben

Herr Dr. Hans Usener, Kiel, Niemannsweg 107.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Redaktionsschluß am 9. September 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Zeitschrift für technische Physik

1929 | Zehnter Jahrgang | Nr. 10

INHALT

Zusammenfassende Berichte

Magnetochemie der dia- und paramagnetischen Metalle und Legierungen

Von H. J. Seemann, Greifswald

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Theoretischer Überblick zum Dia- und Paramagnetismus der Metalle. 3. Magnetochemie der metallischen Legierungen: A. Allgemeines. B. Die Beziehung der Suszeptibilität zum Zustandsschaubild. C. Suszeptibilität und elektrische Leitfähigkeit. D. Suszeptibilität und Überstruktur bei einphasigen Umwandlungen. 4. Die weiteren Probleme der Magnetochemie der Metalle und ihrer Legierungen.

1. Einleitung

In einem „Metallographische Strukturverwandtschaftslehre" betitelten Bericht aus dem vorigen Jahre[1]) habe ich auf die Aufgabe der röntgenanalytischen Strukturforschung für die Chemie der Metalle und ihrer Legierungen hingewiesen. An Hand der grundlegenden Arbeiten von Westgren und Phragmen wurde gezeigt, wie aus dem Strukturvergleich analoger Legierungsreihen Schlüsse auf das gegenseitige Bindungsvermögen der Metallatome gezogen werden können.

Von ähnlichen Überlegungen ausgehend, soll im nachstehenden ein kurzer Überblick über die magnetischen Eigenschaften der Metalle und ihrer Legierungen gegeben werden. Dabei beschränken wir uns auf die schwach (para- oder dia-) magnetischen Metalle und Legierungen, indem wir von vorneherein die ferromagnetischen Metalle und Legierungen, deren magnetisches Verhalten nur einen besonderen Fall darstellt, aus unseren Betrachtungen ausschließen.

Das Gebiet des Dia- und Paramagnetismus der Legierungen ist bisher noch verhältnismäßig wenig untersucht.[2]) Die Gründe hierfür liegen wohl einmal in den hohen Anforderungen an die Reinheit des Versuchsmaterials, vor allem hinsichtlich der Abwesenheit von ferromagnetischen Verunreinigungen; nur bei höchster Reinheit des Versuchsmaterials sind brauchbare Ergebnisse zu erwarten. Ein weiterer Grund ist die heute sicher nicht mehr gerechtfertigte einseitige Beschäftigung mit den Ferromagnetika. Gerade die in neuerer Zeit immer mehr gewonnene Erkenntnis, daß der Ferromagnetismus letzten Endes ein Kristallstrukturproblem ist, legt die Beschäftigung mit den schwach magnetischen Metallen und Legierungen dringend nahe, denn es ist sehr wohl möglich, aus dem Studium der schwach magnetischen Metalle Aufschlüsse über den Ferromagnetismus zu gewinnen. Es ist klar, daß solche

[1]) H. J. Seemann, Zeitschr. f. techn. Physik 9 (1928), 233.

[2]) In den älteren Darstellungen der magnetischen Eigenschaften der Materie ist (mit Ausnahme einiger weiter unten erwähnten) eine Behandlung der dia- und paramagnetischen Legierungen kaum zu finden; sie fehlt in den modernen Handbüchern gänzlich.

Untersuchungen Hand in Hand mit Strukturbetrachtungen gehen müssen.

Die Kenntnis der dia- und paramagnetischen Eigenschaften ist geeignet, das Studium der chemischen Konstitution der metallischen Legierungen zu erweitern und zu vertiefen.[3]) Ich habe in dem oben erwähnten Bericht[4]) bemerkt, daß die theoretischen Vorstellungen über das Wesen der metallischen Leitfähigkeit bisher noch in keinem einzigen Falle einen Fortschritt in dieser Frage erzielen konnten. Die Einbeziehung der magnetischen Eigenschaften bietet vielleicht eine Möglichkeit, hier weiter zu kommen.

2. Theoretischer Überblick zum Dia- und Paramagnetismus der Metalle

Die Theorie des Dia- und Paramagnetismus der Metalle steckt noch ganz in den Anfängen. Erst in neuester Zeit beginnt die Theorie sich ernstlich mit den Metallen zu beschäftigen.

Bei dem Versuch, die grundlegenden Vorstellungen[5]) über den Dia- und Paramagnetismus auf die Metalle zu übertragen, sind im wesentlichen zunächst zwei Dinge zu berücksichtigen: 1. die Besonderheit des festen Zustandes, die aus der zwangsweisen Einordnung der Atome in das Kristallgitter folgt und 2. die Existenz von leicht beweglichen Elektronen, die die elektrische Leitfähigkeit und die übrigen Eigentümlichkeiten des metallischen Zustandes bedingen.

Zu Punkt 1 sei auf einige allgemein für den festen Zustand geltende Fragen hingewiesen, die mithin auch für den metallischen Zustand von Bedeutung sein können. Im Anschluß an W. Pauli[6]), der auf die Berücksichtigung der räumlichen Quantelung der Atome beim Paramagnetismus aufmerksam machte, hat W. Gerlach[7]) gezeigt, daß die Suszeptibilität der paramagnetischen Salze unabhängig davon ist, ob diese gelöst oder fest sind. Aus dieser bemerkenswerten Tatsache ist der Schluß zu ziehen, daß die Einordnung der Atome in das Kristallgitter beim festen Salz keine wesentliche Änderung der magnetischen Eigenschaften gegenüber dem Zustand in Lösung hervorruft.

W. Lenz[8]) hat einen Beitrag zum Verständnis der magnetischen Erscheinungen in festen Stoffen geliefert, worin er der Forderung der Gitterstruktur entsprechend die freie Drehbarkeit der Atome (Elementarmagnete) durch mehrere kristallsymmetrisch gleichwertige Lagen ersetzt.

Zu Punkt 2: Theoretische Untersuchungen, die auf der Grundlage der klassischen Elektronentheorie angestellt worden sind, forderten von den freien Leitungselektronen der Metalle eine diamagnetische Suszeptibilität. Dieser Schluß ist indessen nicht stichhaltig. Einwandfreie Überlegungen ergaben das Resultat, daß die Leitungselektronen überhaupt keinen Einfluß auf das magnetische Verhalten haben.[9])

a) Theorie von Pauli

Zu ganz anderen Folgerungen über die Rolle der Leitungselektronen beim Magnetismus der Metalle kommt die moderne Quantentheorie. Nach W. Pauli[10]) sind die Leitungselektronen als ein entartetes Gas aufzufassen, auf das aber nicht die klassische Statistik, sondern die auf den neuen Anschauungen über die Atomstruktur gegründete Quantenstatistik von E. Fermi anzuwenden ist. Es gelang Pauli zu zeigen, wie auf Grund dieser Statistik die Tatsache, daß viele Metalle diamagnetisch oder nur sehr schwach paramagnetisch sind, mit dem Vorhandensein eines magnetischen Moments des Leitungselektrons in Einklang zu bringen ist. Insbesondere findet auf diese Weise der von der Temperatur unabhängige Paramagnetismus der Alkalien seine Erklärung.[11])

Die rein formalen Ansätze von Pauli haben vorläufig für eine anschauliche Erfassung der magnetischen Erscheinungen in Metallen nur geringen Wert. Es ist noch eine offene Frage, ob das magnetische Elektron, das sich formal in der Systematik der Spektren gewiß sehr bewährt hat, physikalische Realität besitzt und auf andere Gebiete, wie hier auf die magnetischen Erscheinungen, übertragen werden kann.

Immerhin bietet die Einführung des magnetischen Elektrons in die Theorie des Magnetismus für die weitere Entwicklung dieses Forschungsgebietes manche Anregung. Auf alle Fälle wird sich daher in Zukunft die experimentelle Erforschung des Magnetismus mit der Theorie von Pauli auseinanderzusetzen haben.[12])

---

3) Das hiermit umrissene Arbeitsgebiet möge „Magnetochemie“ benannt werden, wie dies bereits in der Überschrift geschehen ist.

4) A. a. O. S. 235.

5) Zur Einführung in die modernen Anschauungen über den Magnetismus sei auf das mit ausführlichen Literaturnachweisen ausgestattete wertvolle Werk von E. C. Stoner: Magnetism and Atomic Structure (London 1926) hingewiesen.

6) Phys. Zeitschr. **21** (1920), 615.

7) Phys. Zeitschr. **24** (1923), 275.

8) Phys. Zeitschr. **21** (1920), 613.

9) Vgl. P. Debye, Theorie der elektrischen und magnetischen Molekulareigenschaften [Hdbch. d. Radiologie, **6** (1925), 677].

10) Zeitschr. f. Phys. **41** (1927), 81.

11) J. Frenkel [Zeitschr. f. Phys. **49** (1928), 31] hat die Überlegungen von Pauli weitergeführt und eine einfache Formel für die von der Temperatur unabhängige paramagnetische Suszeptibilität der Alkalien angegeben.

12) Vor kurzem erschien eine Arbeit von J. Dorfmann, R. Jaanus und J. Kikoin (Zeitschr. f. Phys. **54** (1929), 277 und 289), in der aus thermoelektrischen Messungen an

b) Theorie von Honda

K. Honda[13]) hat vor kurzem eine Theorie des Magnetismus gegeben, die, wie der Verfasser selbst mit einem gewissen Recht sagt, die vollständigste unter den bisher vorgeschlagenen Theorien darstellt, in ihrem Grundgedanken aber vorläufig noch recht problematisch ist. Was diese Theorie für unseren Gegenstand zu sagen hat, sei in den Grundzügen kurz wiedergegeben. Nach Honda besitzen die Atomkerne aller Elemente ein magnetisches Moment, das durch die Zahl der Kernelektronen und deren Geschwindigkeit gegeben ist. Diese Geschwindigkeit ist außerordentlich groß; der daraus sich ergebende Drehimpuls des Kernes nimmt derartig hohe Beträge an, daß die Drehung des Atoms in die Richtung des magnetischen Feldes äußerst schwierig ist. Um nun den Atomen die Möglichkeit beliebig leichter Einstellung im Felde (vor allem in Hinblick auf den Ferromagnetismus) zu geben, nimmt Honda mit Rutherford an, daß außerhalb der Kernelektronen, aber noch innerhalb des Kerns, eine gewisse Zahl von Protonen in entgegengesetzter Richtung umläuft und daher die Drehimpulse der Protonen und Elektronen sich beliebig kompensieren können. In einem ferromagnetischen Stoff heben sich die Drehimpulse von Protonen und Elektronen fast auf (Folge: starke Magnetisierung). In einem paramagnetischen Stoffe geschieht dies nicht so weitgehend, so daß der resultierende Drehimpuls einen endlichen Wert erhält (Folge: schwache Magnetisierung). Im Falle eines diamagnetischen Stoffes endlich ist der resultierende Drehimpuls außerordentlich groß (Folge: keine Magnetisierung)

Die außerhalb des Kerns befindlichen (Außen-) Elektronen sollen nur Diamagnetismus bedingen als Folge der an ihnen im Magnetfeld bewirkten Larmorpräzession. Auf diesen bedenklichen Punkt der Theorie von Honda kommen wir weiter unten zurück.

Für den Temperaturverlauf der Suszeptibilität χ fester paramagnetischer Stoffe findet Honda den folgenden bemerkenswerten Ausdruck:

$$(1) \qquad \chi = \frac{I_0^2}{3\,N(s\,k\,T + Q + \varphi)}\,.$$

I_0, der Sättigungswert der Magnetisierung, und Q, der resultierende Drehimpuls des Kerns, sind charakteristische, von der Temperatur unabhängige Konstanten des Atomkerns. Der Term $s \cdot k \cdot T$ stellt die Schwingungsenergie dar, welche die Atome, die im festen Körper keine freie Drehung ausführen können, durch die thermischen Zusammenstöße erhalten. Diese Schwingungsenergie besteht in kreisenden Schwingungen der Atome um ihre magnetischen Achsen; sie nimmt ersichtlich mit wachsender Temperatur zu (daher die Proportionalität mit T im Ansatz $s \cdot k \cdot T$). — s ist ein kleiner Bruch, der von der Art und der Gestalt der Atome abhängt, k die Boltzmannsche Konstante. φ ist eine Konstante, die mit steigender Temperatur ein wenig abnimmt. N bedeutet die Zahl der Atome pro Volumeneinheit.

Mit Hilfe von Formel (1) gelingt es Honda, eine ganze Reihe von Erscheinungen zu erklären, die bei der Magnetisierung der Metalle auftreten. So folgt aus Formel (1), wenn $s \cdot k \cdot T$ sehr klein angenommen wird und daher in (1) zu vernachlässigen ist:

$$(1\text{a}) \qquad \chi = \frac{I}{3\,N(Q + \varphi)}\,.$$

Hier erscheint die Suszeptibilität von der Temperatur fast unabhängig oder nimmt wegen φ mit steigender Temperatur etwas zu. Der erste Fall tritt bei den Alkalimetallen ein. (Man vergleiche hiermit die grundverschiedenen Annahmen, mit denen Pauli diese Erscheinung erklärt.) Der zweite Fall, Zunahme der paramagnetischen Suszeptibilität, ist bei den Metallen Titan, Vanadium, Chrom, Rhodium, Barium beobachtet.

Schließlich sind noch die Änderungen der magnetischen Suszeptibilität bei allotropen Umwandlungen und beim Schmelzvorgang zu erwähnen. Auf Grund von einfachen Überlegungen — die teilweise auch durch andere Tatsachen nahegelegt werden — folgert Honda, daß im Fall von Volumenverminderung bei einer allotropen Umwandlung oder beim Schmelzen der Diamagnetismus[14]) kleiner und die elektrische Leitfähigkeit eines Metalles größer wird; das umgekehrte muß bei Volumenvermehrung eintreten. Ersteres ist bei Thallium und grauem Zinn bestätigt.

Infolge Zunahme der thermischen Zusammenstöße bei Volumenverminderung muß in Formel (1) s zunehmen und demgemäß die paramagnetische Suszeptibilität χ[15]) abnehmen (bei konstantem T). Dieser Fall ist bei der A_3-Umwandlung (bei 910°) des Eisens bestätigt. Der umgekehrte Fall, Zunahme der

Nickel der Schluß gezogen wird, daß die Leitungselektronen die alleinigen Träger des Ferromagnetismus seien. Die Art, wie die Verfasser die Untersuchung anlegten, rechtfertigt in keiner Weise ihre weitgehenden Schlüsse. Aus diesem Grunde verdient die Arbeit wohl kaum besondere Beachtung.

[13]) Zeitschr. f. Phys. **47** (1928), 691.

[14]) Hier ist angenommen, daß der paramagnetische Anteil der Suszeptibilität zu vernachlässigen ist.

[15]) Unter Vernachlässigung des diamagnetischen Anteils.

paramagnetischen Suszeptibilität bei Volumenvermehrung, tritt bei der A_4-Umwandlung (bei 1400°) des Eisens ein.

Analoge Folgerungen ergeben sich für den Schmelzvorgang und finden auch hier ihre Bestätigung durch die Erfahrung.[16])

Neben dem Problematischen, das den Ideen von Honda anhaftet, dürfen offensichtliche Mängel und Fehler seiner Theorie nicht übergangen werden. Die Forderung, daß die äußeren Elektronen nur Diamagnetismus hervorrufen, verliert ihre Berechtigung, sobald man den Energieaustausch durch Stöße berücksichtigt.[17]) Ein weiterer Einwand gegen diese Forderung ergibt sich aus dem Zusammenhang des Paramagnetismus der Ionen mit dem periodischen System, auf den F. Ladenburg[18]) hingewiesen hat. Danach läßt sich der Paramagnetismus der Ionen überzeugend aus dem magnetischen Verhalten von nicht abgeschlossenen Außenelektronengruppen erklären.

Nun ist andererseits zu bedenken, daß der zweite Einwand den Verhältnissen im festen Metall gegenüber anders bewertet werden muß. Zwar sind auch hier Zusammenhänge der aus Messungen an festen Metallen erhaltenen Atomsuszeptibilitäten mit dem periodischen System angegeben worden, nämlich: die para- und diamagnetischen Metalle folgen sich mit zunehmendem Atomgewicht in einem periodischen Wechsel; gewisse Untergruppen (z. B. Cu, Ag, Au) zeigen ähnliches Verhalten.[19]) Aber von einer engeren Beziehung zum periodischen System, wie diese bei der atomaren elektrischen Leitfähigkeit[20]) festgestellt ist, kann wohl nicht die Rede sein.[21]) Ich möchte dies als einen Beweis dafür ansehen, daß die magnetische Suszeptibilität in viel höherem Maße als die elektrische Leitfähigkeit an die Kristallstruktur gebunden ist, worauf besonders die Verschiedenheit der Suszeptibilität bei allotropen Modifikationen (z. B. Zinn und Thallium) hinweist. Ob dabei aber der Kern in dem Maße, wie dies Honda postuliert, hervortritt, ist eine offene Frage.

[16]) Vgl. hierzu T. Ishiwara, Sc. Rep. of the Tohoku Imp. Univ. (1) **9** (1920), 233.

[17]) Nach freundlicher Mitteilung des Herrn Dr. E. Vogt-Marburg.

[18]) Naturwiss. **8** (1920), 5.

[19]) K. Honda, Ann. d. Phys. **32** (1910), 1054.

[20]) Hdbch. d. Phys. **13** (1928), 48.

[21]) Es muß bemerkt werden, daß der Zusammenhang der atomaren Suszeptibilität der Metalle mit dem periodischen System noch nicht so sicher ist, wie dies wünschenswert wäre. Durch Einführung geeigneter Vergleichstemperaturen hat E. Grüneisen die Beziehung der atomaren Leitfähigkeit zum periodischen System wesentlich vertieft. Das gleiche wäre auch bei der atomaren Suszeptibilität zu wünschen; allerdings fehlen hier für solche Vergleichstemperaturen die Anhaltspunkte.

Ein entschiedener Mangel der Theorie von Honda liegt darin, daß sie über die Rolle der Leitungselektronen beim Magnetismus der Metalle keine diskutable Aussage macht. Die Leitungselektronen werden hier einfach den Außenelektronen zugezählt und sollen sich wie diese am diamagnetischen Verhalten des Metalles beteiligen. So stehen in dieser Frage die Theorien von Honda und von Pauli einander schroff entgegen. Die von Pauli vertretene Auffassung, daß die Leitungselektronen Paramagnetismus erzeugen, wird von Honda nicht berücksichtigt. Beide Theorien sind indessen in der Lage, gewisse Erfahrungstatsachen zu erklären. Ihr gegenwärtiger Wert besteht darin, daß sie für die weitere Entwicklung der Lehre vom Magnetismus der Metalle Fragen gestellt haben, mit denen sich die Forschung in Zukunft auseinanderzusetzen hat. Hierbei ist das Studium der dia- und paramagnetischen Legierungen heranzuziehen, mit denen wir uns im folgenden befassen.

3. Magnetochemie der metallischen Legierungen

A. Allgemeines

Wie in der Einleitung bemerkt wurde, scheiden bei der Besprechung der magnetischen Eigenschaften der Legierungen die Ferromagnetika aus.[22]) Zu letzteren gehören neben den ferromagnetischen Metallen (Fe, Co, Ni) und deren Legierungen die Legierungen von ferromagnetischen mit nicht ferromagnetischen Metallen, ferner die stark magnetisierbaren Legierungen von durchweg nichtferromagnetischen Metallen (die bekannten Heuslerschen Legierungen). Über diese Stoffe liegen überaus zahlreiche Untersuchungen vor; besonders hervorgehoben seien die Arbeiten von Honda und seiner Schule.

Bei den dia- und paramagnetischen Legierungen, von denen im folgenden allein die Rede ist, werden wir uns in der Hauptsache auf einige neuere Arbeiten beschränken können. Eine vollständige Übersicht über die bis etwa 1920 veröffentlichten älteren Messungen der Suszeptibilität von dia- und paramagnetischen Legierungen (zusammen mit den thermischen und elektrischen Eigenschaften) hat A. W. Smith[23]) gegeben. Ferner sei erwähnt der Artikel von F. Auerbach.[24]) O. v. Auwers[25]) gibt eine Zusammenstellung der bis etwa 1920 magnetisch untersuchten Legierungen.

[22]) Vgl. u. a. E. Gumlich, Hdbch. d. Phys. **15** (1927), 247 ff., ferner G. Tammann, Zeitchr. f. phys. Chemie **65** (1909), 73 und K. Honda, Ann. d. Phys. **32** (1910), 1003.

[23]) Journ. of the Franklin Inst. **192** (1921), 69 u. 157.

[24]) Hdbch. d. Elektr. u. d. Magn. von L. Graetz, **4** (1920), 786.

[25]) Jahrb. d. Radioakt. u. d. Elektronik **17** (1920), 216.

Von den neueren Arbeiten werden wir im folgenden in erster Linie berücksichtigen die Arbeit von K. Honda und T. Soné [26]) und zwei im Anschluß an diese ausgeführte Untersuchungen von H. Endô.[27]) Daneben kommen zwei Arbeiten von J. F. Spencer und M. E. John [28]) und von W. G. Davies und E. S. Keeping [29]) zur Besprechung.

B. Die Beziehung der Suszeptibilität zum Zustandsschaubild

Für die Beziehung der Suszeptibilität zum Zustandsschaubild haben Honda und Soné [30]) die folgenden Regeln gegeben:

I. Besteht die Legierung aus einem mechanischen Gemenge zweier Kristallarten, so findet man für die Suszeptibilitäts-Konzentrationskurve (abgek. Suszeptibilitätskurve) eine Gerade. (Die Suszeptibilität der Legierung läßt sich additiv aus den Suszeptibilitäten der Komponenten errechnen.)

II. Besteht die Legierung aus einer festen Lösung (Mischkristall), so erhält man an Stelle der Geraden eine gekrümmte Kurve.

III. Eine Verbindung besitzt eine für sie charakteristische Suszeptibilität.

Zu I.

Hierher gehören die einfachen eutektischen Gemenge (Abb. 1). [Pb–Sn [31]), Zn–Sn [32]).] Ist dabei eine Komponente in der andern schwach löslich, so weicht entsprechend Regel II die Suszeptibilitätskurve in der Nähe der betreffenden reinen Komponente stark von der Geraden ab, ebenso wie dies bei der elektrischen Leitfähigkeit der Fall ist. [Bi–Cd [33]), Bi–Pb [34]), Bi–Sn [35]), Pb–Sb [36]).]

Von Regel I weichen neuere Messungen von Davies und Keeping [37]) an Cu–Mg-Legierungen auffallend ab. Die Verf. fanden für die in diesem System zwischen den reinen Komponenten und deren Verbindungen Cu_2Mg und $CuMg_2$ gebildeten Eutektika starke Maxima der paramagnetischen Suszeptibilität. Das gleiche fanden sie im System Cu–Sb, das allerdings besonderes Verhalten zeigt (s. w. u.). Ob der Befund von Davies und Keeping einwandfrei ist, bedarf der Nachprüfung.

Messungen der Suszeptibilität an einigen verdünnten Amalgamen von Au, In, Sn, Ga, seien

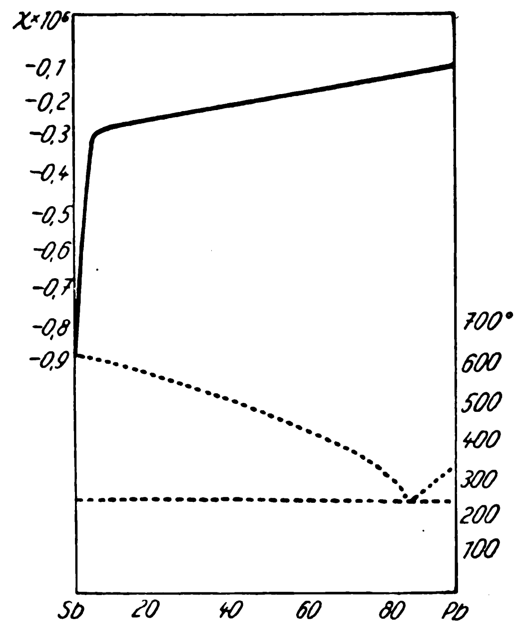


Abb. 1. Zustandsschaubild (gestrichelt) und Suszeptibilitätskurve der Sb-Pb-Legierungen nach Endô

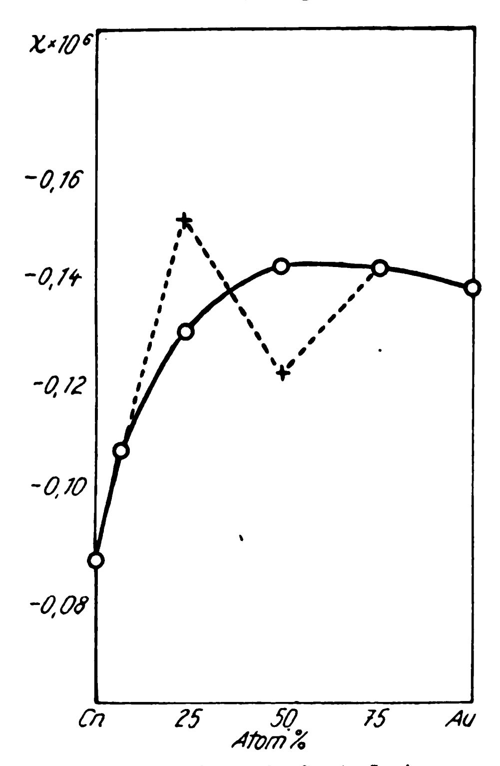


Abb. 2. Suszeptibilitätskurve der Cu–Au-Legierungen nach Seemann und Vogt. Die ausgezogene Kurve entspricht den Legierungen ohne, die gestrichelte den Legierungen mit Überstruktur

hier noch angefügt.[38]) Alle vier Metalle vermindern die diamagnetische Suszeptibilität des

26) Sc. Rep. of the Toh. Imp. Univ. (1) **2** (1913), 1.
27) Sc. Rep. of the Toh. Imp. Univ. (1) **14** (1925), 479 (abgek. I); (1) **16** (1927), 201 (abgek. II).
28) Proc. Roy. Soc. (7) **116** (1927), 61.
29) Phil. Mag. (7) **7** (1929), 145.
30) a. a. O. S. 13.
31) K. Honda und T. Soné, a. a. O. S. 11.
32) H. Endô, a. a. O. I S. 488.
33) Vgl. A. W. Smith, a. a. O. S. 75.
34) H. Endô, a. a. O. I S. 498.
35) H. Endô, a. a. O. I S. 489.
36) H. Endô, a. a. O. I S. 503.
37) a. a. O. S. 150.
38) W. G. Davies und E. S. Keeping, a. a. O. S. 148.

Quecksilbers, Indium am stärksten, es folgen Gallium, Gold und Zinn.

Zu II.

Bilden zwei Metalle eine lückenlose Mischkristallreihe, so ist die Suszeptibilitätskurve eine Kettenlinie, wie man sie z. B. bei den Cu–Au-Mischkristallen mit regelloser Atomverteilung findet[39]) (vgl. Abb. 2). Bei den Bi–Sb-Mischkristallen[40]) ist die Suszeptibilitätskurve dagegen eine gerade Linie. Es ist anzunehmen, daß dies nur ein Zufall ist, andernfalls wäre Regel II nicht allgemeingültig. — Bei den Cu–Au- und Bi–Sb-Mischkristallen sind die reinen Komponenten wie die Legierungen diamagnetisch. Von lückenlosen Mischkristallreihen, bei denen beide Komponenten paramagnetisch sind oder die eine Komponente para- und die andere diamagnetisch ist, fehlen Beispiele.

Zu III.

Vorweggenommen sei, daß hinsichtlich des Auftretens vom intermetallischen Verbindungen die Beziehungen zwischen Zustandsschaubild und Suszeptibilitätskurve oft recht verschwommen sind, wie dies auch bei der elektrischen Leitfähigkeit zu finden ist. Man wird diese Unsicherheit vielfach Mängeln der betreffenden Untersuchungen zuschreiben können.

Bei denjenigen Verbindungen, die im Zustandsschaubild durch ausgeprägte Maxima hervortreten, zeigt auch die Suszeptibilität vielfach deutliche Maxima oder Minima (Abb. 3). So besitzen die Verbindungen TeSn[41]), Bi_2Te_3[42]), PbTe[43]) und CdSb[44]) Maxima, die Verbindungen Bi_5Tl_3[45]) und $PbTl_2$[46]) Minima der diamagnetischen Suszeptibilität ($-\chi$). Die ebenfalls diamagnetischen Verbindungen Sb_2Te_3[47]), ZnSb[48]) und Zn_3Sb_2[48]) sind durch Knicke (ohne Maximum- oder Minimumeigenschaft) auf der Suszeptibilitätskurve angedeutet, während das Zustandsschaubild wie bei den vorher erwähnten Verbindungen an der betreffenden Stelle ein Maximum hat.

Bei TeSn ist die diamagnetische Suszeptibilität merklich größer als die der reinen Komponenten, bei den übrigen Verbindungen liegt sie dazwischen. Es sei noch bemerkt, daß die reinen Metalle, deren Verbindungen im vorstehenden besprochen wurden, (mit Ausnahme von Zinn) wie diese sämtlich diamagnetisch sind.

Die Verbindungen Cu_2Mg und Mg_2Cu, sowie Cu_3Sb und Cu_2Sb haben Minima der paramagnetischen Suszeptibilität.[49]) Die reinen Metalle sind mit Ausnahme des Mg diamagnetisch.

Als Beispiel eines verwickelteren Systems besprechen wir die Cu–Zn-Legierungen, deren Suszeptibilität von Endô[50]) gemessen ist (vgl. Abb. 4). Die gekrümmte Linie *ab* entspricht den α-Mischkristallen. Von der Löslichkeitsgrenze des Zinks ab geht die Kurve in die gerade Linie *bc* über, da in diesem Bereich Gemenge von α- und β-Mischkristallen vorliegen. Punkt *c* entspricht der Verbindung Cu_2Zn_3. Von hier ab steigt die diamagnetische Suszeptibilität rapid zu dem Punkt *d* an, der der Verbindung $CuZn_3$ entspricht. *de* ist praktisch wieder eine Gerade entsprechend

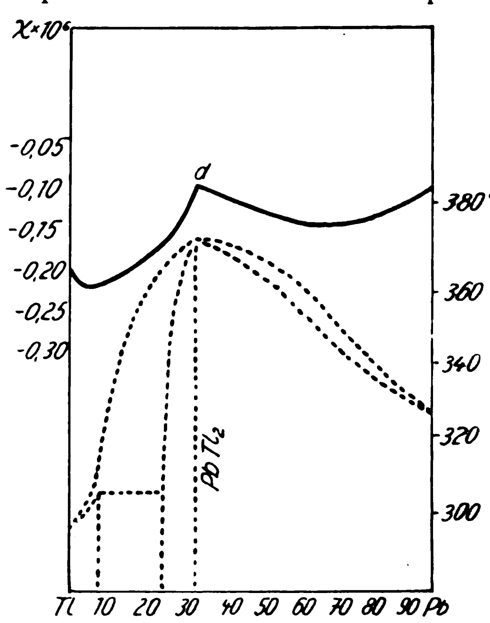


Abb. 3. Zustandsschaubild (gestrichelt) und Suszeptibilitätskurve der Tl–Pb-Legierungen nach Endô

dem Auftreten mechanischer Gemenge von γ- und ε-Mischkristallen. Der Knickpunkt *e* zeigt die Verbindung $CuZn_4$ an. Die Kurve *eh* kann man in die drei Abschnitte *ef*, *fg* und *gh* zerlegen, entsprechend dem Auftreten von ε-, $\varepsilon + \eta$- und η-Mischkristallen. — Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die magnetische Untersuchung das Zustandsschaubild vollauf bestätigt. Das gleiche gilt für die von Endô untersuchten Cu–Sn-Legierungen, die ebenfalls sämtlich stark diamagnetisch sind.

Über die Suszeptibilität der Legierungen bei höheren Temperaturen gibt die überaus wert-

[39]) H. J. Seemann und E. Vogt, Ann. d. Phys. (5) **2** (1929), 976.
[40]) H Endô, a. a. O. II S. 226.
[41]) K. Honda und T. Soné, a. a. O. S. 10.
[42]) H. Endô, a. a. O. I S. 507.
[43]) H. Endô, a. a. O. II S. 209.
[44]) H. Endô, a. a. O. II S. 220.
[45]) Vgl. A. W. Smith, a. a. O. S. 17.
[46]) H. Endô, a. a. O. I S. 497.
[47]) H. Endô, a. a. O. II S. 213.
[48]) H. Endô, a. a. O. II S. 215.
[49]) W. G. Davies und E. S. Keeping, a. a. O. S. 150 ff.
[50]) H. Endô, a. a. O. I S. 495.

volle zweite Arbeit von Endô Aufschluß.[51]) Endô hat die diamagnetischen Suszeptibilitäten der Legierungen Bi–Te, Pb–Te, Pb–Tl, Sb–Te, Sb–Zn, Sn–Te, Cd–Sb, Cu–Sn, Sn–Zn, Bi–Sb, Bi–Pb, Bi–Sn, Pb–Sb, Pb–Sn und Sb–Sn für zahlreiche Zusammensetzungen bei einer großen Anzahl von Versuchstemperaturen bis in den geschmolzenen Zustand untersucht. In allen Fällen zeigt sich für bestimmte Zusammensetzungen eine meist lineare Abnahme der diamagnetischen Suszeptibilität mit steigender Temperatur. Beim Schmelzpunkt tritt ein unstetiger Abfall der Suszeptibilität ein und von da ab bleibt die Suszeptibilität bei weiterer Temperatursteigerung konstant. Endô hat für sämtliche Legierungen die Suszeptibilitätskurven für Zimmertemperatur und für den geschmolzenen Zustand aufgezeichnet. Letztere liegen sämtlich über den bei Zimmertemperatur aufgenommenen Kurven nach kleineren diamagnetischen Suszeptibilitäten, nur bei Cu–Sn, Pb–Sn und Sn–Sb tritt ein Überschneiden ein.

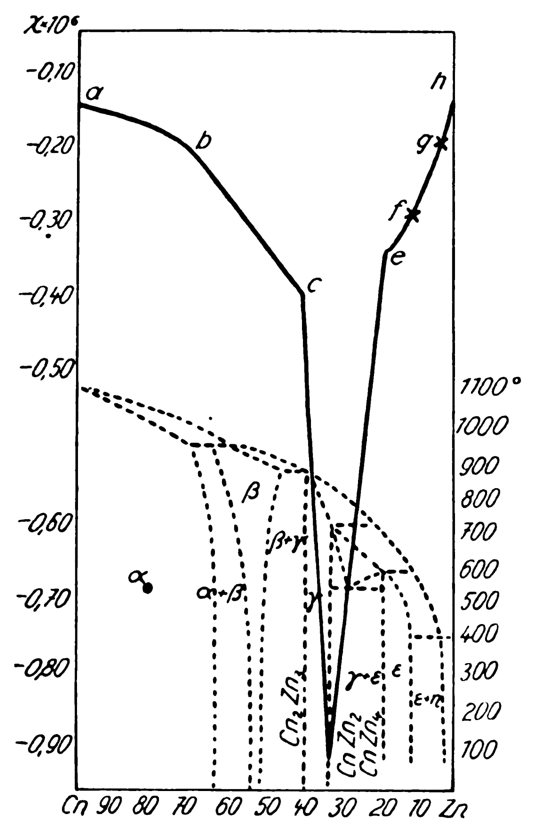


Abb. 4. Zustandsschaubild (gestrichelt) und Suszeptibilitätskurve der Cu-Zn-Legierungen nach Endô

Von großer Wichtigkeit ist der Befund von Endô, daß die intermetallischen Verbindungen meist auch noch auf den an den geschmolzenen Legierungen aufgenommenen Suszeptibilitätskurven hervortreten, besonders bei Bi_2Te_3, Sb_2Te_3, Zn_3Sb_2, SnTe und CdSb, die sich durch mehr oder weniger starke Maxima der diamagnetischen Suszeptibilität anzeigen. Endô schließt daraus, daß diese Verbindungen auch im geschmolzenen Zustand, wenn auch mehr oder weniger stark dissoziiert, erhalten bleiben.

Schließlich sei noch die Arbeit von Spencer und John[52]) erwähnt. Die Verf. bestimmten die Suszeptibilität von acht Legierungen (Ag–Pb, Au–Pb, Au–Sn, Au–Cd, Al–Sn, Bi–Sn, Cd–Sn und Pb–Sn). Mit Ausnahme der Ergebnisse bei Pb–Sn weichen die Suszeptibilitätskurven von den nach den Zustandsschaubildern zu erwartenden Kurven teilweise sehr stark ab. Im System Ag–Pb sind die Legierungen mit höheren Ag-Gehalten paramagnetisch, während beide Komponenten diamagnetisch sind. Ebenso sind die Cu–Mg- und die Cu–Sb-Legierungen nach Davies und Keeping[53]) sämtlich paramagnetisch, während die Komponenten mit Ausnahme von Mg diamagnetisch sind. Wie schon oben bemerkt ist, stimmen die Befunde von Davies und Keeping ebenso wie die von Spencer und John mit den Zustandsschaubildern vielfach nicht überein. Es ist daher eine Aufklärung dieser Unstimmigkeiten durch Nachprüfung der Messungen erwünscht.

C. Suszeptibilität und elektrische Leitfähigkeit

Die Aufgabe der Magnetochemie besteht darin, durch das Studium der magnetischen Eigenschaften Einblicke in den atomistischen Aufbau der Metalle und ihrer Legierungen zu gewinnen. Zu diesem Zwecke wird man — wenn auch zunächst nur für eine vorläufige Übersicht — mit Hilfe des bisher vorliegenden Beobachtungsmaterials nach gesetzmäßigen Zusammenhängen suchen.

Sehr naheliegend ist hierbei der Vergleich mit der elektrischen Leitfähigkeit. Es zeigt sich aber, daß dieses Vorgehen bei dem gegenwärtigen unsicheren Stand unserer Kenntnisse noch nicht befriedigende Erfolge bringen kann. Immerhin sei bemerkt, daß z. B. bei den Verbindungen Bi_2Te_3 und CdSb dem Maximum der Suszeptibilität ein Minimum der Leitfähigkeit, und bei der Verbindung Bi_5Tl_3 dem Minimum der Suszeptibilität ein Maximum der Leitfähigkeit entspricht. Anderseits tritt die Verbindung $PbTl_2$, der ein Minimum der diamagnetischen Suszeptibilität entspricht, auf der Kurve der elektrischen Leitfähigkeit überhaupt nicht hervor.[54])

[51]) a. a. O. II S. 201.

[52]) a. a. O. (Anm. 26).

[53]) a. a. O. S. 150 ff.

[54]) Vgl. A. Schulze [Hdbch. d. Metallographie von W. Guertler, 2. Bd., 2. Tl., 6. Heft (1923)].

Geringe Löslichkeit einer Komponente bedingt bei den diamagnetischen Legierungen eine oft sehr erhebliche Änderung der Suszeptibilität. So ruft geringe Löslichkeit von Pb, Sn, Cu in Sb, sowie von Pb, Sn, Zn in Bi beträchtliche Verminderung der diamagnetischen Suszeptibilitat hervor. Sb und Bi sind beide viel stärker diamagnetisch als Pb, Zn, Cu, Sn (letzteres ist ja sogar schwach paramagnetisch); die schwächer diamagnetischen Metalle vermindern also, schon in geringen Mengen gelöst, erheblich die Suszeptibilität des stärker diamagnetischen Lösungsmittels (in diesem Falle Bi oder Sb). Umgekehrt wird das paramagnetische Sn durch geringe, gelöste Mengen des stark diamagnetischen Sb oder Bi verhältnismäßig stark diamagnetisch. Alle diese Änderungen der Suszeptibilität durch beigelöste Metalle sind beträchtlieh größer, als sie etwa nach der Mischungsregel zu erwarten sind. Es fällt dabei aber ein wichtiger Unterschied gegenüber der Leitfähigkeit auf: Ist in einem Metall eine geringe Menge eines andern gelöst, so wird die Leitfähigkeit des ersteren in allen Fällen herabgedrückt.

D. Suszeptibilität und Überstruktur bei einphasigen Umwandlungen

Wir besprechen nun eine wichtige Erscheinung, die für die Magnetochemie der Metalle und ihrer Legierungen, insbesondere auch für den Ferromagnetismus, von grundlegender Bedeutung werden kann und viele Fragen in ganz neuer Beleuchtung zeigt. Diese Erscheinung ist an einigen metallischen Mischkristallen gefunden und in ihrem physikalischen Verhalten eingehend untersucht worden. Es handelt sich um Umwandlungen, die sich in homogener Phase ohne Umkristallisation (einphasig) in einem mehr oder weniger ausgedehnten Temperaturbereich vollziehen und von abnormen Änderungen des Wärmeinhaltes und des elektrischen Leitvermögens begleitet sind.[55])

Im System Kupfer—Gold, das eine lückenlose Mischkristallreihe bildet, treten derartige Umwandlungen[56]) bei und in der Gegend der Legierungen mit der Zusammensetzung Cu_3Au und CuAu auf; sie sind gegenüber den gleichartigen Umwandlungen im Cu—Zn—β-Mischkristall (β-Messing) dadurch eigentümlich, daß sie sich durch Abschrecken aus hoher Temperatur unterkühlen lassen. Kühlt man einen Kupfer—Gold-Mischkristall der Zusammensetzung Cu_3Au nach mehrstündiger Glühung dicht unterhalb des Schmelzpunktes langsam über das Umwandlungsintervall ab, so zeigt das Röntgenbild an sogenannten „Überstrukturlinien" regelmäßige Anordnung der ineinander gelösten Atome im gemeinsamen kubisch-flächenzentrierten Raumgitter. Überspringt man, was eben für Kupfer—Gold möglich ist, die Umwandlung durch Abschrecken der vorher auf Glühtemperatur gehaltenen Legierung, so zeigt das Röntgenbild aus dem Fehlen der Überstrukturlinien statistische Unordnung der beiden Atomarten im Gitter. Beide Fälle, regelmäßige Anordnung und statistische Unordnung, unterscheiden sich durch erheblich verschiedene Werte des elektrischen Leitvermögens.

Bei der Zusammensetzung CuAu ist eine Umwandlung festgestellt, die das gleiche physikalische Verhalten wie die Umwandlung bei Cu_3Au zeigt. Die langsam gekühlten Legierungen dieser Zusammensetzung (mit Überstruktur) besitzen jedoch ein tetragonales Gitter im Gegensatz zu den schnell gekühlten Legierungen, die das dem Mischungsgesetz entsprechende kubisch-flächenzentrierte Gitter der reinen Komponenten haben. In diesem Fall ist also die Umwandlung im Gegensatz zu der Umwandlung bei Cu_3Au mit einer Änderung des Gitters verbunden. Doch ist es nach den Röntgenbefunden wahrscheinlich, daß auch die Umwandlung bei CuAu einphasig und stetig verläuft; gittertheoretisch ist dies durchaus erklärlich, da das kubische Gitter als Spezialfall des tetragonalen für das Achsenverhältnis 1,0 aufzufassen ist.[57])

Diese Umwandlungen, die wie bemerkt von einer starken Wärmetönung begleitet sind, hat man chemisch so zu deuten: In der Nachbarschaft der Legierungen mit den einfachen Atomverhältnissen Cu_3Au und CuAu bilden sich bei langsamer Abkühlung in den Mischkristallen die intermetallischen Verbindungen Cu_3Au und CuAu, die sich in den Überstrukturlinien des Röntgenbildes zeigen. Der Verbindung Cu_3Au entspricht das kubisch-flächenzentrierte Gitter mit regelmäßiger Anordnung der Cu- und Au-Atome, der Verbindung CuAu das tetragonale Gitter, ebenfalls mit regelmäßiger Anordnung der beiden Atomarten.

Die vorstehend beschriebenen einphasigen Umwandlungen stehen in offensichtlicher Beziehung zu den ferromagnetischen Umwandlungen.[58]) Auch der Übergang vom ferromagnetischen zum paramagnetischen Verhalten bei der magnetischen Umwandlungstemperatur (Curiepunkt) scheint stetig in homogener Phase zu erfolgen

[55]) Vgl. G. Tammann und O. Heusler, Zeitschr. f. anorg. Chem. **158** (1926), 349.

[56]) C. H. Johansson und J. O. Linde, Ann. d. Phys. **78** (1925), 439; **82** (1927), 449; G. Borelius, C. H. Johansson und J. O. Linde, Ann. d. Phys. **86** (1928), 291.

[57]) G. Borelius, C. H. Johansson und J. O. Linde, a. a. O. S. 297.

[58]) C. H. Johansson, Ann. d. Phys. **84** (1927), 976; O. Heusler, Zeitschr. f. anorg. Chem. **171** (1928), 126; G. Tammann und O. Heusler, a. a. O. S. 358.

und erhält durch die jüngsten Untersuchungen der einphasigen Umwandlungen eine ganz neue Beleuchtung.

Im Hinblick auf diese Tatsache haben Seemann und Vogt[59]) das Verhalten der Suszeptibilität bei der Umwandlung der Cu_3Au- und CuAu-Legierungen untersucht. Das System Kupfer—Gold erscheint ja für diesen Zweck besonders günstig, das es wegen der Unterkühlbarkeit der Umwandlung in diesem Fall möglich ist, die Suszeptibilität bei Zimmertemperatur in den zwei verschiedenen Zuständen, nämlich mit und ohne Überstruktur zu messen.

Die Verf. fanden, daß mit dem Auftreten der Überstruktur eine eindeutige Änderung der diamagnetischen Suszeptibilität ($-\chi$) verbunden ist, und zwar bei Cu_3Au eine Zunahme, bei CuAu eine Abnahme. Dagegen blieb der Effekt bei den in gleicher Weise behandelten und untersuchten Legierungen mit 8 und 75 Atomprozent Au aus, entsprechend dem Verhalten der elektrischen Leitfähigkeit, die nach langsamem Abkühlen dieser Legierungen keine Änderung gegenüber dem nach rascher Abkühlung erhaltenen Zustand zeigt (vgl. Abb. 2).

Die mit der einphasigen Umwandlung der Cu_3Au- und CuAu-Legierungen verbundene Änderung der diamagnetischen Suszeptibilität ist als ein Beweis dafür anzusehen, daß mit dem Auftreten der Überstruktur eine Veränderung der gegenseitigen Bindung der Cu- und Au-Atome im Gitter parallel geht. Chemisch kommt diese Auffassung in der Annahme von intermetallischen Verbindungen Cu_3Au und CuAu, die bei der langsamen Abkühlung entstehen, zum Ausdruck. Träfe dies nicht zu, so wäre nicht einzusehen, warum eine zunächst rein strukturelle Umgruppierung der Atome im gleichen Raumgitter eine solch auffallende Änderung der Suszeptibilität hervorrufen sollte. Die Übertragung dieser Auffassung auf die Umwandlung bei CuAu unterliegt allerdings der oben hervorgehobenen Beschränkung, die wir aber hier außer acht lassen können.

In noch viel stärkerem Maße als die Suszeptibilität wird die Leitfähigkeit durch die Umwandlung von CuAu und Cu_3Au beeinflußt und zwar wird sie beide Mal vergrößert. Die Änderungen von Suszeptibilität und Leitfähigkeit gehen nicht parallel, denn bei CuAu entspricht der Zunahme der Leitfähigkeit eine Abnahme der diamagnetischen Suszeptibilität. Über diese Frage ist in der Arbeit von Seemann und Vogt einiges gesagt und es sei auf die dortigen Ausführungen verwiesen. Die eigentliche Erklärung des Suszeptibilität—Leitfähigkeiteffektes bei der Umwandlung von Cu_3Au und CuAu steht noch aus.

[59]) Siehe Anm. 39.

Im System Cu—Sb treten bei rascher und langsamer Abkühlung bestimmter Legierungen ebenfalls Veränderungen der paramagnetischen Suszeptibilität[60]) und der Leitfähigkeit[61]) ein. Das Tempern vergrößert die paramagnetische Suszeptibilität in manchen Fällen um mehr als das fünffache. Die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit ist indessen weit geringer als bei den Cu_3Au und CuAu-Legierungen.

4. Die weiteren Probleme der Magnetochemie der Metalle und ihrer Legierungen

Den vorstehenden Ausführungen mögen einige allgemeine Bemerkungen folgen, die durch die Betrachtung der magnetischen Eigenschaften der Metalle und ihrer Legierungen angeregt werden.

Zuvor sei betont, daß weder dieser Bericht noch der oben (Anm. 1) erwähnte nur als einfacher Überblick über die behandelten Gebiete gedacht ist; vielmehr sollen beide einen Versuch darstellen, die besprochenen Fragen mit dem einen großen Ziele, einer einheitlichen Theorie des metallischen Zustandes, in Beziehung zu setzen. Diese Theorie muß alle die verschiedenartigen Erscheinungen erklären, die man seit langem unter dem Begriff „metallisch" zusammenfaßt. Es ist nicht zu verwundern, daß letzten Endes bisher alle die vielen Versuche unbefriedigend waren, ein besonders intensiv bearbeitetes Teilgebiet des metallischen Zustandes, nämlich die metallische Leitfähigkeit, gesondert zu erklären, ohne dabei die andern Eigenschaften zu berücksichtigen. Und wenn die Versuche, umfassendere Zusammenhänge zu finden, erfolglos blieben, so liegt dies letzten Endes an dem Fehlen einer grundlegenden Idee. Um dieser aber jetzt schon die Wege zu schaffen, ist es notwendig, die Bedeutung jeder einzelnen Eigenschaft der Metalle und ihrer Legierungen für die allgemeine Theorie zu erkennen. In meinem vorjährigen Bericht (Anm. 1) habe ich als erstes die Strukturfrage angeschnitten und darauf hingewiesen, daß Strukturverwandtschaften in einigen Legierungsreihen gefunden sind, deren Bedeutung als systematisches und heuristisches Prinzip für den Einblick in den inneren Aufbau der Metalle und der Legierungen garnicht hoch genug bewertet werden kann. Um jedoch über diese vorläufige Feststellung hinaus tiefere und brauchbarere Zusammenhänge zu gewinnen, sind Strukturuntersuchungen an weiteren Legierungsreihen vorzunehmen.

Das Studium der Strukturen wird durch die Kenntnis der magnetischen Eigenschaften wesentlich gefördert. Dem Gitter jedes Metalles

[60]) W. G. Davies und E. S. Keeping, a. a. O. S. 151.
[61]) E. Stephens und E. J. Evans, Phil. Mag. (7) 7 (1929), 161.

und jeder Legierung ist eine bestimmte magnetische Suszeptibilität immanent. Ändert sich das Gitter, etwa bei allotropen Modifikationsänderungen, so ändert sich damit die magnetische Suszeptibilität. Änderung der Suszeptibilität bedeutet aber auch Änderung der (chemischen) Bindung, wie an dem Beispiel der Umwandlung an Cu_3Au gezeigt wurde. So wird die Kenntnis der magnetischen Eigenschaften ein wertvolles Mittel zum Studium der Bindungsverhältnisse in den Metallen und ihren Legierungen. Bei zahlreichen anorganischen und organischen Verbindungen[62]) ist die magnetische Suszeptibilität schon vor längerer Zeit erfolgreich zum Studium der chemischen Bindung angewandt worden; für den metallischen Zustand ist ihre Bedeutung nicht minder groß. Wie oben angedeutet, ist eine rationelle Magnetochemie der Metalle und ihrer Legierungen ohne genaue Kenntnis der Kristallstruktur nicht möglich. Dabei sind Suszeptibilitätsmessungen am Einkristall am zuverlässigsten, denn im polykristallinen Zustand können Oxyde und andere Verunreinigungen an den Korngrenzen die Messung sehr entstellen.[63])

Für die Erforschung des metallischen Zustandes würde es einen großen Fortschritt bedeuten, wenn man aus der Tatsache, daß sich eine Legierung dia- bzw. paramagnetisch verhält, auf eine bestimmte Bindungsart der Metallatome schließen könnte. Es ist zu vermuten, daß tatsächlich Para- bzw. Diamagnetismus an sich schon auf verschiedene Bindung hinweisen.[64]) Zu einem näheren Eingehen auf diese Frage fehlen zur Zeit die notwendigen Erfahrungstatsachen. Immerhin sei aus dem im vorliegenden Bericht gegebenen Beobachtungsmaterial erwähnt, daß die von Endô untersuchten Legierungen, die vorzugsweise aus Metallen der mittleren Vertikalreihen des periodischen Systems bestehen, wie diese selbst diamagnetisch sind. Werden Metalle dieser Gruppen, nämlich Pb und Sb, mit Cu und Ag, also Metallen aus den äußeren Vertikalreihen legiert, so zeigt sich in gewissen Konzentrationsbereichen Paramagnetismus, obwohl die Komponenten sämtlich diamagnetisch sind. Dieser Befund ist bemerkenswert und eröffnet die Aussicht, daß bei weiterem Studium der magnetischen Eigenschaften von Legierungen, die an Hand des periodischen Systems ausgewählt sind, interessante Zusammenhänge gefunden werden können.

Die magnetischen Eigenschaften der (nicht ferromagnetischen) Legierungen von Metallen aus den äußeren Vertikalreihen, insbesondere der Gruppen Ru, Rh, Pd; Os, Ir, Pt unter sich und mit anderen ausgewählten Gruppen, sind leider noch unbekannt. Die Untersuchung derselben, vor allem auch der Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität solcher Legierungen, ist eine der nächsten und wichtigsten Aufgaben der Magnetochemie des metallischen Zustandes. Dazu gehört insbesondere die Messung der Suszeptibilität von Mischkristallreihen paramagnetischer Metalle, worauf schon weiter oben (Abschnitt B, II) hingewiesen wurde.

Von großer Bedeutung für die vorliegenden Fragen sind ferner die Veränderungen, die im magnetischen Verhalten der Metalle bei Gasaufnahme eintreten. Hierüber liegen interessante Untersuchungen von A. E. Oxley[65]) vor, der durch Suszeptibilitätsmessungen an mit Wasserstoff beladenem Palladium nachgewiesen hat, daß der Wasserstoff weder in molekularer noch in atomarer Form aufgenommen wird. Aus diesem Befund ist zu schließen, daß der Wasserstoff mit dem Palladium eine chemische Verbindung eingeht. Eine derartige Verbindung stellt sich Oxley so vor, daß das Elektron des Wasserstoffs in das Palladiumatom übergeht und dessen Elektronenzahl um 1, mithin auf die Elektronenzahl des Silberatoms, erhöht (mit einem Pd- + einem H-Kern). Mit dieser Annahme läßt sich auch der wichtige Befund erklären, daß mit Wasserstoff beladenes Mangan ferromagnetisch wird: Das Elektron des mit Mn chemisch gebundenen H erhöht die Elektronenzahl des Mn von 25 auf 26, das ist die Elektronenzahl des Eisens. Bezüglich weiterer Ausführungen über diesen Gegenstand sei auf die erwähnte Arbeit von Oxley verwiesen.

Zusammenfassung

Nach einem Überblick über die neueren Theorien des Dia- und Paramagnetismus der Metalle werden die bisherigen Messungen der Suszeptibilität der dia- und paramagnetischen Legierungen besprochen und deren Beziehung zum Zustandsschaubild und zur elektrischen Leitfähigkeit erörtert. Anschließend folgt eine Darstellung der einphasigen Umwandlungen, deren Erforschung für das Verständnis der magnetischen Erscheinungen in den Metallen und ihren Legierungen besonders fruchtbringend werden dürfte.

Der Verf. gedenkt auch an dieser Stelle mit tiefstem Dank der Unterstützung durch die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

[62]) Vgl. E. Wedekind, Magnetochemie (Berlin 1911).
[63]) Vgl. hierzu H. J. Seemann u. E. Vogt, a. a. O.
[64]) Dabei muß allerdings die Superposition von Dia- und Paramagnetismus berücksichtigt werden. Bei den stark dia- bzw. paramagnetischen Metallen und Legierungen wird man indessen von diesem Umstand absehen dürfen.
[65]) Proc. Royal Soc. (A) **101** (1922), 264.

(Eingegangen am 18. Juli 1929)

Entwicklung des Weltluftverkehrs

Von Alois Robert Böhm, Dessau

Wenn man von der Entwicklung des Weltluftverkehrs sprechen will, so darf man dabei die ersten Ansätze und Strecken dieses Verkehrs nicht unberücksichtigt lassen, so wenig ihnen nach unserer heutigen Auffassung auch der Begriff „Weltluftverkehr“ zusteht.

Luftverkehr in dem Sinne einer regelmäßigen und planmäßigen Beförderung von Post, Gütern oder Personen ist aus militärischen Notwendigkeiten im Kriege entstanden. Bei den Alliierten und Mittelmächten hat sich in gleicher Weise das Bedürfnis zu raschester Postübermittlung zwischen den militärischen Stellen der Front und des Hinterlandes geltend gemacht, und so sehen wir derartige Luftpostlinien in Deutschland, Berlin—Hannover—Köln, die Ostfront entlang von Riga nach Bukarest und nach Rostow am Don; in Österreich von Wien über Krakau—Lemberg nach Kiew, von der englischen Küste bei Folkestone nach dem englischen Hauptquartier, und im italienischen Hinterland und ganz vorübergehend auch zwischen Frankreich und seinen nordafrikanischen Besitzungen.

Diese ersten Luftverkehrsversuche sind dadurch gekennzeichnet, daß keine besonders für den Verkehrszweck geeigneten Flugzeuge verwendet wurden. Die Durchbildung eines eigenen Verkehrsflugzeugtyps ist zunächst eine rein deutsche Angelegenheit.

Unter dem Druck der Nachkriegsbestimmungen mußten die deutschen Konstrukteure daran gehen, sich in ihrer gedanklichen Auffassung vollständig umzustellen. War bei den Kriegskonstruktionen das Hauptstreben darauf gerichtet, Flugzeuge zu bauen, die bei möglichster Geschwindigkeit höchste Steigfähigkeit und größte Wendigkeit besaßen, so stellte die Zivilluftfahrt den Konstrukteur vor ganz neue Aufgaben. Als oberstes Gebot erscheint, ganz abgesehen von den durch die Diktatbestimmungen bedingten Grenzen, die Wirtschaftlichkeit, d. h. das Vermögen des Flugzeuges, bei geringster Motorenkraft eine möglichst hohe Nutzlast befördern zu können, und die Notwendigkeit sehr robusten und ausdauernden Materials, das die Lebensdauer des Luftfahrtgerätes verlängert.

Schon im Kriege war man besonders unter dem klimatischen Einfluß, unter dem vor allem die Flugzeugparks der im Gebirge und an der Palästinafront kämpfenden Abteilungen zu leiden hatten, von der Unzulänglichkeit des Holz-Leinwandbaues überzeugt worden.

Der Bau von eisernen Flugzeugen brachte noch keine Lösung dieses Problems, und erst die Einführung des Durals als Bauelement bedeutet einen wesentlichen Schritt nach vorwärts.

Es war naheliegend, daß auf Grund der im Kriege gewonnenen Erkenntnisse die deutschen Konstrukteure für ihre Verkehrsflugzeuge auch zu diesem bewährten Baustoff griffen, und so sehen wir die ersten Verkehrsmaschinen Junkers und Dorniers als Ganzduralbauten.

In diesen ersten Jahren der Nachkriegszeit handelte es sich nicht nur darum, eine vollständig neue Flugzeugtype zu schaffen, sondern auch darum, die dem Flugzeug gegebenen Möglichkeiten für den Luftverkehr zu ergründen und eine Beziehung zwischen Produktion und Erzeugung herzustellen, um so die Entwickung auf diesem Neuland zu ermöglichen.

Im Bewußtsein, über ein überlegenes und hochwertiges Material zu verfügen, beginnt die deutsche Luftfahrt ihr Verkehrsnetz über die Grenzen Deutschlands hinaus zu erstrecken. Noch ahnte man kaum die Möglichkeiten, die des Luftverkehrs harren, und doch zeichnen sich schon in den Jahren 1923 und 1924 die großen Linien des Weltluftverkehrs sehr deutlich ab.

Deutschlands Luftverkehrsstreben bleibt nicht allein, England beginnt, sich mit einer Luftverbindung nach Indien zu befassen, Frankreich versucht, durch Ausgestaltung des Luftverkehrs nach Nordafrika eine stärkere Verknüpfung seines afrikanischen Kolonialbesitzes mit dem Mutterland zu erreichen, und die Russen erkennen, ebenso wie die Deutschen, die Zukunftsbedeutung der Luftverkehrsstrecken nach dem fernen Osten.

Technisch bringt diese Zeit eine Vergrößerung der in den Dienst gestellten Verkehrsflugzeuge und damit eine Erhöhung des Komforts und eine Verlängerung der einzelnen Flugetappen mit sich.

Das mehrmotorige Flugzeug lößt auf den Hauptlinien das einmotorige ab. Das mehrmotorige Flugzeug bringt bei dem damaligen Stand der Motorenentwicklung eine Erhöhung der Sicherheit, denn es verteilt die im Motor liegende Fehlerwahrscheinlichkeit auf die drei Motoren und gestattet selbst bei Ausfall eines Motores noch das Weiterfliegen.

Die Fortentwicklung des Weltluftverkehrs ist aber auch weiterhin auf das Innigste verquickt mit der Motorenentwicklung. Gerade die Zuverlässigkeit und die Lebensdauer des Motors sind mit die wesentlichsten Momente für die Wirtschaftlichkeit der Flugzeuge, und man wird deshalb verstehen, welche Bedeutung es für die praktische Luftfahrt hat, wenn ihr heute Motoren zur Verfügung stehen, bei denen mit Überholungsperioden von 300 Betriebsstunden und einer Gesamtlebensdauer von 1500 Stunden im Durchschnitt gerechnet werden kann, während in den ersten Jahren des Luftverkehrs 150 Betriebsstunden von einer Überholung zur nächsten und 1000 Stunden Lebensdauer schon als sehr günstig galten.

Das Streben im Flugmotorenbau, durch Erhöhung der Umdrehungszahl und Vergrößerung des Kompressionsverhältnisses eine Leistungssteigerung der Motoren und damit eine Herabminderung des PS-Gewichtes zu erzielen, ist wohl bis zu einem gewissen Grade gelungen, wenn auch die Verkehrsluftfahrt selbst von dieser Entwicklung, die eine wesentlich stärkere Beanspruchung des Materials bedeutet, in wirtschaftlicher Hinsicht nicht viel Nutzen ziehen konnte.

Allen Versuchen, den Betriebsstoffverbrauch des Flugmotors weiter herunterzusetzen, stehen der gegebene thermische Wirkungsgrad der zur Verwendung kommenden Betriebsstoffe und der Ausnutzungsgrad des Explosionsmotors entgegen.

Abgesehen davon, daß der heutige Leichtbrennstoffmotor Fehlerquellen besitzt, die sich gerade im Luftverkehrsbetrieb besonders unangenehm fühlbar machen, wäre es erstrebenswert, seinen Betriebsstoff, der nicht nur kostspielig, sondern auch leicht entzündlich und explosionsfähig ist, durch einen anderen Betriebsstoff ohne diese Gefahrenmomente zu ersetzen.

In Deutschland, Frankreich, England, Italien und den Vereinigten Staaten wird deshalb an Flugmotorenkonstruktionen gearbeitet, die die Verwendung nicht explosiver Betriebstoffe gestatten.

Bisher ist in den Vereinigten Staaten ein Packard-Sternmotor für Schweröl, allerdings nur als Mittelmotor, in einem einmotorigen Flugzeug geflogen. Nähere Einzelheiten über diesen Motor, der aber auch mit Vergaser ausgerüstet sein soll, liegen noch nicht vor.

In Deutschland hat im Februar dieses Jahres der nach dem Junkers Doppelkolbenprinzip arbeitende Schweröl-Dieselmotor seine ersten Flüge in einem einmotorigen Flugzeug vollführt. Diese Flüge des Junkers-Schwerölflugmotors sind der Auftakt einer neuen Ära in der Luftverkehrsentwicklung.

Die wirtschaftliche Basis der Verkehrsluftfahrt wird grundsätzlich anders, wenn Motoren zur Verfügung stehen, die bedeutend zuverlässiger und lebenskräftiger sind als dies bei dem heutigen Flugmotor der Fall ist, und wenn die Betriebskosten dieser Motoren kaum ein Drittel der heutigen Betriebskosten betragen werden. Dazu kommt noch, daß die Schwerentzündlichkeit und die Nichtexplosionsfähigkeit des Schweröls eine weitere Erhöhung des Sicherheitsfaktors und damit eine Herabminderung der Versicherungsprämien herbeiführen wird, die heute noch eine sehr starke Belastung der Zivilluftfahrt bedeuten.

Die Entwicklung des Weltluftverkehrs ist zwar in starkem Ausmaße von dem technischen Stand von Zelle und Motor bedingt, aber die wirtschaftlichen Voraussetzungen für diese Entwicklung dürfen keinesfalls übersehen werden.

Man ist in Europa im allgemeinen geneigt, die Frage des Luftverkehrs von ganz falschem Standpunkt zu betrachten, weil die europäischen Verkehrsluftlinien bisher einer Subventionierung aus öffentlichen Mitteln nicht entsagen konnten. Diese Abhängigkeit von der öffentlichen Hand ist an sich schon jeder Entwicklung abträglich. Selbst bei großzügigster Handhabung des Subventionssystems sind die Mittel, die der Luftfahrt dadurch zufließen können, sehr beschränkt, und damit ist ihre Entwicklung auch in zu enge Grenzen gebannt.

Ganz anders als in Europa liegen die Verhältnisse in den Vereinigten Staaten. Gewiß sind die Voraussetzungen für die Entwicklung der Luftfahrt dort infolge des einheitlichen geschlossenen Staatsgebietes ungleich günstiger als in Europa. Aber ohne das freie Spiel der wirtschaftlichen Kräfte und ohne die Privatinitiative hätte diese Entwicklung in den Vereinigten Staaten sich niemals in einem solchen Tempo vollziehen können.

An 4000 Zivilflugzeuge wurden 1928 in den Vereinigten Staaten gebaut und abgesetzt, während die gesamte europäische Flugzeugindustrie in den zehn Nachkriegsjahren noch keine 2000 Zivilflugzeuge gebaut und auf den verschiedenen Weltmärkten abgesetzt hat.

Man muß also auch in Europa, ebenso wie das in Amerika der Fall ist, dazu kommen, daß die Luftfahrt sich von jeder staatlichen Subvention frei macht und damit Privatkapital und Privatinitiative der Luftfahrt in Europa einen ähnlichen Impuls geben, wir dies auch in Amerika der Fall war.

Die Luftfahrt muß aber dann auch in Europa neue Wege gehen. Das Flugzeug darf zur Rolle des Konkurrenten von Schiff und Eisenbahn nicht herabgewürdigt werden, sondern muß seiner Eigenart entsprechend zur Verwendung kommen. Seine überlegene Schnelligkeit kommt erst zum Ausdruck, wenn es auf Langstrecken eingesetzt nicht dazu verurteilt ist, den tagsüber errungenen Zeitgewinn in der Nacht wieder verlieren zu müssen.

Mehr als das bisher der Fall war, muß deshalb Europa für den Nachtflugbetrieb Vorsorge treffen. Der Nachtluftverkehr allein ist aber nur Moment, dessen Berücksichtigung eine Verbreiterung der Wirtschaftsbasis unserer Luftfahrt bringen kann.

In Amerika ging die Luftverkehrsentwicklung von der Luftpost aus, und auch heute noch steht der Luftpostverkehr unter allen privatwirtschaftlichen Luftfahrtzweigen an erster Stelle. Aus diesem Beispiel mögen wir lernen.

Daß heute in dem kleinen grenzendurchfurchten Europa nur hochwertigste Ladung, also vor allem Post, auf wirtschaftlicher Basis im Luftverkehr befördert werden kann, lehrt schon der

Blick auf die Karte. Aber es erscheint durchaus nicht ausgeschlossen, daß aus der Entwicklung des Luftpostverkehrs auch eine wirtschaftliche Luftbeförderung für andere Waren erstehen wird, wobei aber die Massengüterförderung durch die Luft bei unserem europäischen Straßen- und Eisenbahnsystem wohl niemals kommen wird.

Sind hier nur die markantesten Momente gestreift, die einer wirtschaftlichen Entwicklung des europäischen Luftverkehrs förderlich erscheinen, so liegen die Verhältnisse außerhalb Europas ganz anders und für den Luftverkehr weit günstiger.

Südamerikanische Luftverkehrsgesellschaften bestehen seit Jahren ohne Subvention, verteilen Dividenden und erneuern und vergrößern aus ihren Rücklagen ihren Flugzeugpark; die persischen Junkerslinien erhalten sich selbst. Aus diesen Beispielen ersieht man, wo das naturgegebene Feld für die Verkehrsluftfahrt liegt.

Verkehrsunerschlossene Gebiete, und deren ist kein Mangel in Südamerika, Afrika, Asien und Australien, werden die natürlichen Betätigungsfelder der Luftfahrt, und die Verbindung nach diesen uns heute bei den gegebenen erd- und wassergebundenen Verkehrsmitteln so fern erscheinenden Ländern wird zu dem selbstverständlichen Aufgabenkreis der Verkehrsluftfahrt gehören.

Gerade im Fernstreckendienst und im Dienst über verkehrsunerschlossene oder verkehrswegearme Gebiete wird neben hochwertigster Ladung auch minderwertiges Gut luftverkehrswürdig, und damit vervielfachen sich die Aussichten einer Luftverkehrsentwicklung.

Es war hier bisher ausschließlich vom Flugzeug die Rede, was aber durchaus nicht bedeuten soll, daß nicht auch dem Verkehrsluftschiff gewisse Aufgabenkreise im Rahmen des Weltluftverkehrs zufallen.

Die Erfahrungen, die im Kriege mit Lenkluftschiffen gemacht wurden, und die Versuchsfahrten des LZ 126 und LZ 127 berechtigen zu Hoffnungen, die von den Gegnern des Luftschiffes ebenso energisch bestritten, wie von seinen Anhängern zu kühnsten Erwartungen verdichtet werden.

Auch hier wird erst die Erfahrung lehren, wo die Grenzen der Verwendung liegen. Das Luftschiff bedarf, genau so wie das Flugzeug, noch großer Verbesserungen, zum Teil liegen die Erfordernisse auf ganz verwandtem Gebiet. Hier wie dort das Bestreben, den Leichtbauforderungen durch Verwendung immer leichterer Metallegierungen zu entsprechen und so die Nutzlastquote und den Wirkungsbereich zu vergrößern; hier wie dort die gleichen Motorenbedürfnisse.

Erscheint die Frage der Instrumente für das Luftschiff nicht von der elementaren Bedeutung wie für das Flugzeug, so soll das noch nicht heißen, daß nicht auch die Funk- und Navigationseinrichtungen des Luftschiffes noch bedeutend verbesserungsfähig wären. Hier liegen Aufgaben, vor allem auf physikalischem Gebiet, und besonders die Frage hochempfindlicher Instrumente, die dem Flugzeug auch das Fliegen im Nebel gestatten, sind des Fleißes der Physiker wert, ebenso wie alle Versuche, den Motorlärm und das Propellergeräusch abzudämpfen.

Es gibt eine Fülle von Einzelproblemen, die noch der Lösung harren, von denen jede einen Schritt nach vorwärts in der Entwicklung der Luftfahrt bedeutet.

Wir dürfen nicht vergessen, daß das Flugwesen selbst erst vor einigen Monaten sein 25 jähriges Jubiläum feiern konnte, und daß die Verkehrsluftfahrt als Selbstzweck noch kaum zehn Jahre alt ist.

Die Luftverkehrslinien, die Europa und die Vereinigten Staaten durchziehen, die Luftverbindungswege von London nach Indien, vom Kaspischen Meer zum Persischen Golf, von der atlantischen Küste Südamerikas über die Anden an den Pazifik sind die Fußpunkte und Elemente eines künftigen Weltluftverkehrs, dessen Funktionen und Entwicklung im vorstehenden kurz zu skizzieren versucht wurde.

(Eingegangen am 24. Juni 1929)

Wetternachrichtendienst

Von Fritz Runkel, Köln-Lindenthal

Inhalt: Die Arten des Wetterdienstes. — Drahtlich oder drahtlos. — Bedeutung für den Schiffsverkehr. — Die Schnelligkeit der Berichterstattung. — Die Meldungen des Auslandes. — Die deutschen Wetterdienststellen. — Insbesondere die Beobachtungsstellen für den Flugwetterdienst. — Die Wetterkarten.

Die Organisationen, die zur Sammlung und Verbreitung der Wetterberichte aufgebaut worden sind, betätigen sich, um nur die wichtigsten Erscheinungen zu nennen, als:

1. Wirtschaftswetterdienst;
2. Schiffahrtswetterdienst;
3. Luftfahrtswetterdienst;
4. Sonderdienste (Eismeldungen, Sturmflut- und Hochwassernachrichten).

Was den Wetterdienst im allgemeinen angeht, so nehmen die Nachrichten seit einigen Jahren bei ihrer Sammlung, je nach den Betriebsverhältnissen, den drahtlichen oder drahtlosen Weg, während bei ihrer Verbreitung die drahtlose Weitergabe fast allein in Betracht kommt. In der Verwendung der drahtlosen Technik hatten uns die Erfolge des Auslandes im Wetternachrichtendienst starke Anregungen gegeben, so daß

wir in Deutschland seit 1920 allgemein die funktelegraphische Verbreitung einführten, nachdem es gelungen war, unsere Wetterdienststellen mit Empfangseinrichtungen zu versehen, welche die Aufnahme der Meldungen aus jeder in Betracht kommenden Entfernung gestatteten und auch einzelne besonders gut ausgestattete Stationen befähigte, ausländische Wetterberichte unmittelbar aufzunehmen. Es ist bekannt, daß sich die deutsche Zentrale des Wetterdienstes bei der „Deutschen Seewarte" in Hamburg befindet, und diese konnte auf Grund der Einführung des drahtlosen Verbreitungsdienstes in ihrer Wirkung erst recht voll ausgenutzt werden, indem man das ganze Nachrichtenmaterial eben dieser Stelle zuführte, um es dann mit einem einzigen Sendeakt nach allen Richtungen weiterzugeben.

Die große Bedeutung des Wetternachrichtendienstes für den Schiffsverkehr, sowohl den Verkehr der Schiffe mit dem Lande als auch der Schiffe untereinander, hatte auf diesem Gebiet die Entwicklung der Wetterberichterstattung schon seit langer Zeit in eine lebhafte Bewegung gebracht, und man konnte auch schon bei uns in Deutschland die Auswirkung der hier sich besonders stark bemerkbar machenden Bedürfnisse erkennen, als bereits seit 1910 die deutsche Großstation Norddeich in Anlehnung an die entsprechenden Dienste der großen ausländischen Stationen einen regelmäßigen Schiffs-Wetternachrichtendienst aufnahm. Die Schiffe kamen aber nicht nur als Nachrichtenempfänger, sondern auch als Nachrichtensammler mehr und mehr in Betracht, weil man sie zu Wetterbeobachtungen auf hoher See heranziehen mußte, um in dem Wetternachrichtendienst eine Lücke auszufüllen, die bisher die Zeichnung eines zuverlässigen Gesamtbildes unmöglich gemacht hatte. Die technischen Fortschritte der drahtlosen Telegraphie gaben denn auch hier die Mittel an die Hand, die Schiffe mit den entsprechenden Sendeeinrichtungen auszustatten.

Die Schnelligkeit der Berichterstattung ist natürlich im ganzen Wetternachrichtendienst eine geradezu unentbehrliche Grundlage, und so können wir denn beobachten, daß die Meldungen der deutschen Beobachtungstellen bereits etwa 20 Minuten nach Vornahme der Wetterfeststellungen in Hamburg eintreffen. Daß die Weitergabe an die deutschen Empfangsstellen und auch an die ausländischen (im Austauschdienst) unverzüglich erfolgt, braucht man wohl kaum besonders zu betonen. Die Verbreitung geschieht durch die Hauptfunkstelle (Königswusterhausen), die von der Deutschen Seewarte aus unmittelbar auf einer eigenen Kabelleitung „ferngetastet" wird.

Das Bild von der Wetterlage, wie es der Berichtsdienst der Deutschen Seewarte vermittelt, wird alsdann vervollständigt durch die entsprechenden Meldungen der ausländischen Beobachtungs- und Sammelstationen. Grundlegend sind hier internationale Vereinbarungen, mit Hilfe deren man einen geschlossenen europäischen Funkwetterdienst aufgebaut hat. Die wichtigsten Meldungen gehen in der Zeit von 8 Uhr 35 Minuten bis 11 Uhr 35 Minuten ein. Es beteiligen sich an ihnen, um der zeitlichen Reihe zu folgen: Dänemark, Schweden, Norwegen, England (mit Island), Polen, Österreich, Frankreich (gleichzeitig mit Schweiz und Holland), Deutschland, Finland, Ungarn, Rußland, Nordafrika, Italien, Tschechoslowakei, Spanien, Nordamerika und Griechenland. An diesem internationalen Dienst beteiligen sich zurzeit rund 600 Beobachtungsstationen. Was die Aufnahme der ausländischen Meldungen angeht, so beziehen diese einige besonders leistungsfähige deutsche Wetterdienststellen unmittelbar, während im übrigen die Vermittlung der Flughafenstelle Fuhlsbüttel bei Hamburg eintritt, die eine zusammenfassende Übersicht verbreitet. Eine sehr willkommene Ergänzung bietet dann auch der Dienst der großen amerikanischen Station Annapolis, die einen Überblick über die Wetterlage jenseits des Ozeans an Hand gibt. Die Lücke zwischen dem europäischen und dem amerikanischen Beobachtungsdienst wird alsdann durch die Meldungen ausgefüllt, welche, wie wir oben schon sagten, von den Schiffen auf See erstattet werden. Die deutschen Dampfer liefern dabei ihre Berichte an die Küstenfunkstelle Norddeich, die sie an die Deutsche Seewarte in Hamburg weitergibt.

Als Hauptsammelergebnis aus den vielen Wettermeldungen verbreitet die Deutsche Seewarte einmal ein „Funkobs Deutschland" und ein „Funkobs Europa", und zwar auch hier auf dem Wege der Ferntastung, die den Sender der Flughafenstelle Hamburg-Fuhlsbüttel betätigt.

Was die Bedienung des Binnenlandes mit den Wetternachrichten angeht, so kommen in Deutschland vor allem die bekannten Wetterdienststellen in Betracht. Man unterscheidet dabei „norddeutsche Wetterdienstbezirke", die dem preußischen Ministerium für Landwirtschaft, Domänen und Forsten unterstehen, von den übrigen Bezirken, die den meteorologischen Landesanstalten zugewiesen sind. Alle diese Wetterdienststellen haben Übersichten über die bereits eingetretene Wetterlage und Wettervoraussagungen herauszugeben und zur Illustration Wetterkarten anzufertigen, deren Auszeichnung mit größter Beschleunigung nach Empfang der Hamburger Wettermeldungen zu geschehen hat. Wir beobachten also hier eine ausgesprochene Dezentralisation, die bisher schon deswegen erforderlich war, weil sich die Wetterkarten der Möglichkeit einer telegraphischen Verbreitung entzogen haben.

Der hier zur Verfügung stehende Raum reicht leider nicht dazu aus, um die Sondereinrichtungen der einzelnen Wetterdienste, wie sie in der Einleitung ausgeführt sind, zu schildern. Nur auf das eine oder andere Bemerkenswerte sei kurz hingewiesen.

Der Schiffahrtswetterdienst befaßt sich nicht nur mit den allgemeinen Wetterberichten, wie sie von zahlreichen Küstenfunkstellen ausgehen, sondern auch mit dem besonders wichtigen Sturmwarnungsdienst, für den eigene Sturmwarnungsstellen arbeiten, auch mit einem allgemeinen Auskunftsdienst, der Sonderbedürfnissen auf dem Gebiet der Unterrichtung über die Wetterlage gerecht werden soll. Hinzuweisen ist auch auf einen Dienst, der sich an die deutschen Küstenstationen richtet, um diese mit dem nötigen Material für die Unterrichtung der sich dort aufhaltenden Seeleute auszustatten.

Im Wetternachrichtendienst für den Luftverkehr hat man auf den Flughäfen Flugwetterwarten eingerichtet, um einen Überblick über die Wetterverhältnisse in den höheren Luftschichten zu gewinnen. Sehr bemerkenswert ist hier die Mitwirkung des „Aeronautischen Observatoriums“ in Lindenberg (Kreis Beeskow), welches mit Hilfe von Fesselballonen und Pilotaufstiegen vor allem Höhenwindmessungen vornimmt und zur Verbreitung dieses Dienstes mit anderen Höhenwindmeßstellen, zumal solchen an Flughäfen, zusammenarbeitet. Das Observatorium gibt unter gleichzeitiger Verwertung des allgemeinen Wetternachrichtendienstes Flugwetterfunksprüche heraus. Nachdem die meisten deutschen Flughäfen sowohl mit leistungsfähigen Empfangsapparaten als auch mit dem entsprechenden Sendegerät ausgestattet worden sind, können auch diese Flughäfen im Wetterdienst mitarbeiten. Es kommt hinzu, daß die Flugzeuge mehr und mehr mit Sende- und Empfangsanlagen ausgerüstet werden, und man hat ja auf diesem Gebiet eine internationale Zwangsreglung zu erwarten.

Was schließlich den Wirtschaftswetterdienst angeht, so wird die allgemeine Wetterkarte, von der wir schon oben sprachen, durch die Pressewetterkarten ergänzt, mit der eine große Zahl von deutschen Zeitungen zunächst durch die öffentliche Wetterdienststelle Hamburg unter Versand als Mater versorgt wurde. Jetzt sind solche Matern auch von Berlin, Frankfurt a. M., Bremen, Breslau und Dresden zu beziehen. Als weitere Sonderkarten seien genannt:

„Wetterkarte des öffentlichen Wetterdienstes“, um 10 Uhr erscheinend;

„Wetterbericht der deutschen Seewarte“ um 15 Uhr veröffentlicht und mancherlei Spezialmaterial enthaltend; Luftdruck-, Wind- und Bewölkungskarte, Luft-, Temperatur- und Niederschlagskarte sowie Luftdruckänderungskarte;

„Ozeankarte“ (Luftdruck, Wind und Bewölkung);

„Abendwetterkarte“, erscheint 21 Uhr;

„Vierfarbige Ozeanwetterkarte“, die eine Darstellung der Gesamtlage in Europa, auf dem Atlantischen Ozean und in Nordamerika, auch des Wetterverlaufs der vergangenen Woche und allgemeine Angaben über das Wetter der kommenden Woche bringt;

„Wochenwetterbericht“, enthält nebeneinandergestellt Morgen- und Abendwetterkarte der sieben Wochentage, eine tabellarische Zusammenstellung der Temperaturextreme und Niederschläge deutscher Stationen, sowie Temperatur-, Luftdruck-, Winderscheinungs- und Windstärkekurven in Hamburg.

Zum Schluß sei auf die Mitwirkung des Rundfunks im Wetterdienst hingewiesen. Die Deutsche Seewarte benutzt da die Norddeutsche Rundfunk A.-G., die früh morgens und spät abends die neuesten Wettermeldungen liefert, damit sie den Beziehern von Wetterkarten und den Lesern der Zeitungen, die ja auch ihrerseits Wetterkarten bringen, das Verständnis der Wetterkarten erleichtern und auch Ergänzendes zu den Wetterberichttexten hinzufügen kann.

(Eingegangen am 22. Juni 1929)

Originalmitteilungen

Über ein Verfahren zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit pulverförmiger Körper bei hohen Temperaturen

Von M. Pirani und Frhrn. von Wangenheim[1])

Inhalt: Beschreibung eines Verfahrens und einer Anordnung zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit bis zu hohen Temperaturen und Bestimmung der Wärmeleitfähigkeiten von verschiedenen Materialien.

Die Wärmeleitfähigkeit pulverförmiger Substanzen ist in dem Bereich, in welchem sie technisch ihre größte Wichtigkeit besitzt, nämlich zwischen 20 und 300° Celsius, für die in der Praxis gebräuchlichen Wärmeisolationsmittel häufig und eingehend untersucht worden. Die Literatur hierüber ist von J. S. Cammerer, der einen großen Teil der Messungen selbst ausgeführt hat,

[1]) Bei der Ausführung der Messungen sowie der numerischen und graphischen Berechnungen hat uns Herr E. Strücker in dankenswerter Weise unterstützt.



in seinem Buch über „Wärme- und Kälteschutz in der Industrie“ Berlin 1928, zusammengestellt und kritisch bewertet worden.

Dagegen liegen unseres Wissens nur wenige Untersuchungen über die Wärmeleitfähigkeit pulverförmiger Substanzen bei höheren Temperaturen vor. Angesichts der steigenden Verwendung hoher Temperaturen bei technischen Prozessen macht sich das Bedürfnis nach einer wärmetechnischen Vervollkommnung der dabei verwendeten Öfen geltend, und dabei tritt dann an den Konstrukteur sofort die Frage nach der Art und den Eigenschaften der bei hohen Betriebstemperaturen verwendbaren Wärmeisolationsmaterialien heran. Besonders interessant sind, genau wie bei den niedrigen Temperaturen, die pulverförmigen Substanzen.

Die Schwierigkeiten der Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit sind bei hohen Temperaturen noch wesentlich größer als bei tiefen, u. a. deswegen, weil zu den bei tiefen Temperaturen auftretenden Größen der Konvektion und der Wärmeleitung, welche die Wärmeabgabe der Meßapparatur nach außen bestimmen, als dritte die Wärmestrahlung tritt, die, da sie in höherem Maße temperaturabhängig ist als die beiden anderen, diese schließlich überwiegt.

Eine weitere Schwierigkeit für eine exakte Messung liegt darin, daß alle pulverförmigen Stoffe bei hohen Temperaturen die Neigung haben zusammenzusintern. Dadurch verändern sie nicht nur ihre Wärmeleitfähigkeit, sondern geben auch Veranlassung zu Unregelmäßigkeiten in der Lagerung der Isolationsschichten (Risse und Hohlräume), welche wiederum Veränderungen des Wärmeüberganges herbeiführen.

Andererseits ist die Anzahl der Fragen, deren Beantwortung der Konstrukteur verlangt, recht zahlreich. Einige der wichtigsten seien aufgezählt:

Wie ändert sich bei gegebener Wärmeleitfähigkeit des Grundmaterials die Wärmeleitung der gepulverten Substanz mit dem Zerteilungsgrad?

Wie ändert sich bei gegebenem Zerteilungsgrad die Wärmeleitfähigkeit des pulverförmigen Materials mit der Wärmeleitfähigkeit der unzerkleinerten Grundsubstanz?

Wie ändert sich die Wärmeleitfähigkeit gepulverter Materialien mit der Temperatur?

Welchen Veränderungen unterliegen pulverförmige Materialien bei der Erhitzung und wie wird dadurch ihre Wärmeleitfähigkeit beeinflußt?

Zur Beantwortuug dieser und damit zusammenhängender Fragen erscheint die Ausbildung einer in der Handhabung einfachen und bezüglich der Fehlerquellen gut kontrollierbaren Methode zur Messung der Wärmeleitung bei hohen Temperaturen notwendig. Gerade die zuletzt erwähnte Kontrolle der Fehlerquellen erscheint besonders wichtig, da, wie Cammerer gezeigt hat, die Wärmeleitungsmessungen, welche von verschiedenen Seiten an den gleichen Materialien ausgeführt wurden, sehr erhebliche Abweichungen zeigen und häufig mangels genauer Kenntnis der Bedingungen, unter welchen die Messungen ausgeführt sind, nicht miteinander verglichen werden können.

Auf Grund der angedeuteten Gedankengänge wurde ein Meßverfahren ausgebildet mit dem Ziel der Gewinnung absoluter Angaben für die Wärmeleitfähigkeit pulverförmiger Körper. Dieses Meßverfahren sollte zugleich auf die Bedürfnisse des praktischen Wärmetechnikers zugeschnitten sein und gestatten, schnell und sicher mit einem Mindestmaß von rechnerischem Aufwand unter Zuhilfenahme von Eich-Substanzen Wärmeleitungsvergleiche mit einer für die praktischen Zwecke hinreichenden Genauigkeit auszuführen.

Prinzip der Methode:

Radialer Wärmefluß durch einen Zylinder

Die experimentale Grundlage der Meßmethode bildete die Beobachtung des radialen Wärmeflusses in einem Zylinder, in dessen Achse sich der Heizkörper befindet. Dieser ist rohrförmig ausgebildet, damit man in seinem Inneren auf thermoelektrischem oder optischem Wege die Temperatur feststellen kann. Zur Aufnahme der pulverförmigen Materialien dient ein Eisenrohr. Die Abb. 1 zeigt die Anordnung schematisch.

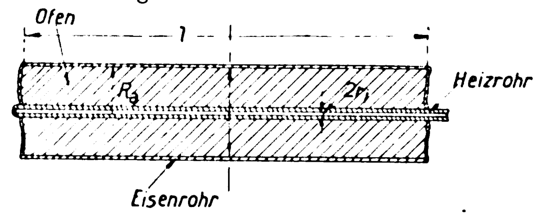


Abb. 1. Schematische Zeichnung der benutzten Versuchsanordnung

Bei genügender Länge des Apparates befindet sich ein Stück von einigen Zentimetern in der Mitte des Eisenrohres auf gleicher Temperatur, und da auch das als Heizkörper dienende Silitrohr auf einem beträchtlichen Stück seiner Länge gleichmäßig glüht, so kann man im mittleren Abschnitt des Apparates mit radialem Wärmefluß rechnen.

Nennt man die eine Schicht von der Dicke dr pro Längeneinheit und Zeiteinheit radial durchströmende Wärmeenergie $E = \frac{E_l}{l}$, wo E_l die Gesamtenergie, die ein Stück der Länge l quer durchfließt, bedeutet, so ist diese Energie proportional dem Umfang $2\pi r$ der betrachteten Zone und dem Temperaturgradienten dt/dr. Der Proportionalitätsfaktor ist die Wärmeleitzahl K. Es ist

also $\frac{E_l}{l} = - K \cdot 2\pi r \frac{dt}{dr}$. Durch Integration dieser Gleichung errechnet sich für eine zylindrische Schicht mit dem Außenradius r_a, dem Innenradius r_i, der Außentemperatur t_a und der Innentemperatur t_i:

$$K = \frac{E_l}{t_i - t_a} \cdot \frac{\ln \frac{r_a}{r_i}}{2\pi l}.$$

Da die Wärmeleitfähigkeit im allgemeinen von der Temperatur abhängig sein wird, so ist der so berechnete Wert von K ein Mittelwert für den Temperaturbereich t_i bis t_a. Macht man insbesondere die innerhalb der Fehlergrenze der Versuche vermutlich zulässige Annahme, daß K sich linear mit der Temperatur ändert, so stellt das berechnete K die Wärmeleitfähigkeit für das arithmetische Mittel $\frac{t_i + t_a}{2}$ von Innen- und Außentemperatur dar.

Die Größen t_a, t_i, r_a, r_i und l sind leicht festzustellen. Die Größe E_l, der radiale Energiefluß in der Zone gleichmäßiger Temperatur, muß durch ein Näherungsverfahren ermittelt werden.

Man kann die Energie, die in der Zone gleichmäßiger Temperatur entwickelt wird, nicht ohne weiteres angeben. Was man messen kann, ist lediglich die Temperatur des Heizrohres, die Gesamtenergie E_g und die Temperaturverteilungskurve auf der Außenseite des Apparates. Für ein gegebenes Wärmeisolationsmittel ist die Temperaturverteilungskurve auf der Außenwand eine eindeutige Funktion des Gesamtwattverbrauchs.[2]) Ebenso gehört zu jedem Wattverbrauch eine bestimmte Maximaltemperatur der Außenwand und eine bestimmte Temperatur des Heizkörpers.

Füllt man den Zwischenraum mit einem anderen Isolationsmittel, z. B. mit einem besser leitenden, und stellt auf gleiche Maximaltemperatur der Außenwand ein, so wird die Temperaturverteilungskurve auf der Außenwand und also auch der Wattverbrauch derselbe sein wie vorher, wenn sich nicht die Verteilung des Wärmeflusses geändert hat (was immerhin denkbar wäre). Die Temperatur des Heizkörpers dagegen wird in diesem Fall niedriger sein. Es hat sich, wie die Diskussion der experimentellen Ergebnisse zeigen wird, herausgestellt, daß bei der von uns gewählten Bauart der Meßapparatur in dem betrachteten Intervall (welches die Wärmeleitfähigkeiten $K = 2 \cdot 10^{-4}$ bis $20 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cal}}{\text{cm sec}\ {}^0\text{C}}$ umfaßte) die Voraussetzung, daß sich der Wärmefluß unabhängig von der Art des Materials vollzieht, innerhalb der Fehlergrenzen erlaubt ist.

Teilt man nun die gemessene Temperaturkurve in kleine Zonen, so kann man sich in erster Annäherung vorstellen, daß in jeder dieser Zonen die Temperatur konstant sei und dann zur nächsten Zone einen kleinen Sprung macht (Stufenkurve in Abb. 2 punktiert). Die gesamte gemessene Leistung setzt sich dann zusammen aus der Summe der von allen Zonen ausgestrahlten und abgeleiteten

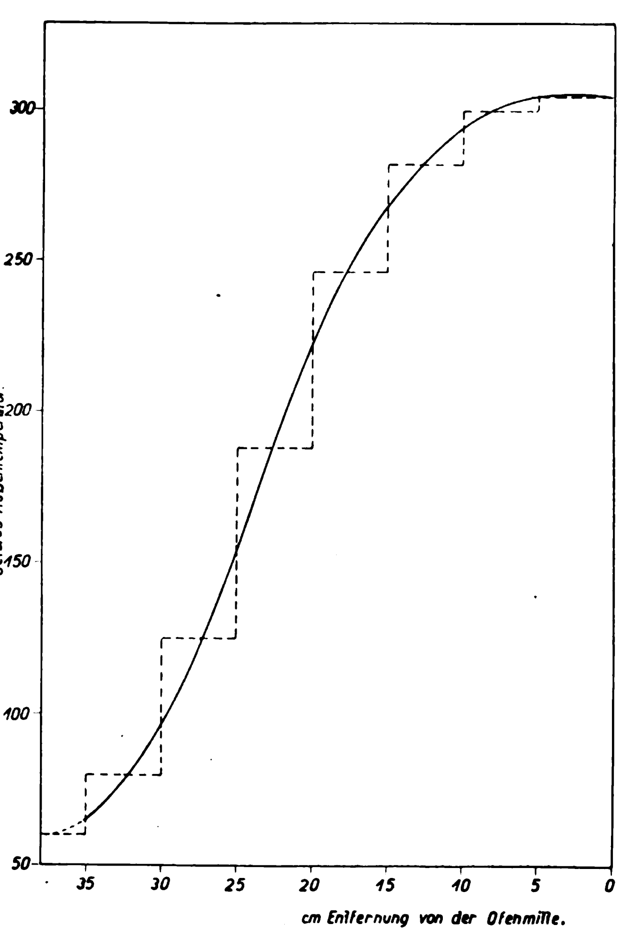


Abb. 2. Ersatz einer gemessenen Temperaturverteilungskurve durch eine Stufenkurve

Leistungen. Würde man die Leistungsabgabe in ähnlicher Weise wie die Temperaturverteilungskurve aufzeichnen, so würde man eine Leistungsabgaben-Stufenkurve bekommen. Die Leistung der Mittelzone wäre dann die für die Berechnung der Wärmeleitung gebrauchte Größe. Die zur Abschätzung der zu den einzelnen Zonen gehörenden notwendigen Angaben liefert die Beobachtung der Gesamtleistung im Zusammenhang mit der dazugehörigen Temperaturtreppenkurve, wenn es gelingt, aus dieser Kurve die äquivalente „Mitteltemperatur“ zu errechnen.

[2]) Ein wichtiger Faktor hierbei ist die Schaffung einer gut definierten Oberfläche. Ein Anstrich mit Aluminiumbronze hat sich bewährt.

Wir verstehen unter äquivalenter Mitteltemperatur dabei diejenige Temperatur, welche der Zylinder über seine ganze Länge bei der jeweils gemessenen Gesamtleistungsaufnahme haben müßte, wenn er gleichmäßig heiß wäre. Überlegt man, daß die zugeführte Leistung durch Konvektion, durch Wärmeleitung und durch Strahlung abgeführt wird, so ist es klar, daß bei einer Berechnung der mittleren Übertemperaturen nicht das arithmetische Mittel genommen werden darf. Wir berechneten das Mittel als $\sqrt{\frac{\sum t_s^2}{n}}$, und setzten für t_s die gemessenen Zonentemperaturen, vermindert um die Raumtemperatur, ein.

Statt des Exponenten 2 wurde auch versuchsweise der Exponent 1,5 gewählt, d. h. wir berechneten aus den Übertemperaturen der einzelnen Zonen über ihre Umgebung die „äquivalente Mitteltemperatur“ nach der Formel $t_m = \sqrt[1,5]{\frac{\sum t_s^{1,5}}{n}}$. Eine Entscheidung darüber, welcher von beiden Exponenten der günstigere ist, konnte angesichts der Versuchsfehler nicht mit genügender Sicherheit gefällt werden.

Mit dem Exponenten 2 wurden für verschiedene Leistungsaufnahmen die Temperaturverteilungskurven aufgenommen und die äquivalenten Mitteltemperaturen berechnet (Abb. 6, A_0—A_1).

Durch Division der Gesamtleistungsaufnahme durch die Gesamtoberfläche erhält man dann die im Mittel pro Oberflächeneinheit abgeführte Leistung und bezieht diese auf die durch die quadratische Mittlung berechnete äquivalente Temperatur. Mit Hilfe dieser Abhängigkeit kann eine Kontrolle der Rechnung nach folgender Überlegung durchgeführt werden: Setzt man bei irgendeiner gemessenen Temperaturverteilungskurve zu jeder gemessenen Temperatur die auf dem geschilderten Wege berechnete abgeführte Leistung ein und summiert über die ganze Temperaturverteilungskurve, so muß die so berechnete Leistung mit der gemessenen Leistungsaufnahme übereinstimmen. Diese Kontrolle ergab Übereinstimmung der berechneten Gesamtleistung auf etwa $\pm 10\%$ mit der beobachteten.

Für den vorliegenden Meßapparat ist nunmehr der Zusammenhang zwischen der Gesamtleistungsaufnahme und der maximalen Außentemperatur, wie auch zwischen äquivalenter Mitteltemperatur und pro Oberflächeneinheit abgestrahlter Leistung bestimmt. Da, wie bereits erwähnt, die äußere Temperaturverteilung bei gleichen Leistungsaufnahmen sich innerhalb der Versuchsfehler als unabhängig vom Isolationsmaterial erwies, konnten alle Daten zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit aus der Messung der Gesamtleistungsaufnahme und der Maximaltemperatur des Heizkörpers gewonnen werden.

Danach ergab sich für die Messung, nachdem der Apparat einmal geeicht war, folgender Gang:

Man stellte auf gleiche Innentemperatur, z. B. 1000° C., ein und maß die Leistungsaufnahme. Die Wärmeleitfähigkeit der Füllung ist dann aus der Eichkurve für die betreffende Innentemperatur (z. B. Abb. 7) zu entnehmen. Es muß nun noch die Temperatur, der diese Wärmeleitfähigkeit zugeordnet wird, berechnet werden. Die Leistungsaufnahme bedingt die Abstrahlungsverteilung, also ist auch die maximale Außentemperatur bestimmt und kann ein für alle Male gemessen werden. Die gemessene Wärmeleitfähigkeit ist ein Mittelwert der Leitfähigkeiten in dem Temperaturintervall zwischen Innen- und maximaler Außentemperatur; wir ordneten sie der Größe $\frac{t_a + t_i}{2}$ zu (s. oben).

Beschreibung der Apparatur

Abb. 3 und 4 zeigen die verwendete Apparatur in der Gesamtansicht und größer im Schnitt. Das mit Aluminiumbronze gestrichene Stahlrohr a von 62 mm Durchmesser und 700 mm Länge dient

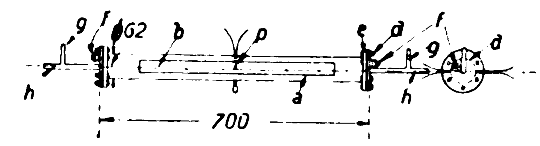


Abb. 3. Außenansicht der Apparatur

zur Aufnahme des pulverförmigen Materials. Ein Teil der Wand ist als abnehmbarer Deckel b ausgebildet. Durch die durch den Deckel b verschließbare Öffnung geschieht die Auswechslung des Heizrohres c und die Füllung mit dem Material, welches untersucht werden soll. An den Enden trägt das Rohr a abnehmbare Deckel d, die möglichst klein zu halten sind, da sie sonst als Kühlflächen wirken und einen zu großen Beitrag zur Endenkorrektion liefern. In dem bei den schriebenen Versuchen verwendeten Modell waren die Deckel d an Flanschen e angebracht. Bei einer neuen Ausführung sollen diese Flanschen durch übergreifende Kappen ersetzt werden, um die abkühlende Fläche zu verkleinern. Durch die Deckel erfolgt die isolierte Einführung der Stromzuführung f. Außerdem sind Gaszuführungen g vorgesehen für den Fall, daß man die Luft in dem Apparat durch ein anderes Füllgas ersetzen will, z. B. um den Einfluß der Leitfähigkeit des Füllgases zu untersuchen. Die Rohrstutzen h dienen zur Beobachtung der Temperatur im Innern des Heizrohres c, der kleine mit einer Glasscheibe verschlossene Stutzen i erlaubt die Beobachtung der Prüfsubstanz an der Stelle der höchsten Temperatur. Der durch diese Möglichkeit erzielte Vorteil wird allerdings durch einen Nachteil aufgewogen, der darin liegt,

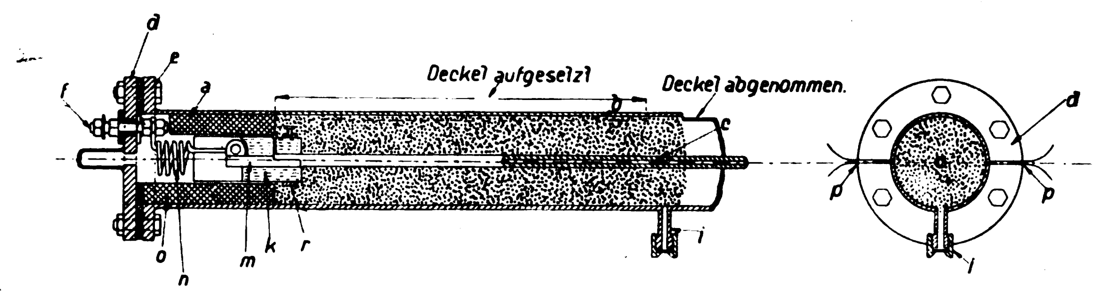


Abb. 4. Schnitt durch die Hälfte der Apparatur

daß an der Stelle, wo der Stutzen sitzt, die Ausstrahlung vergrößert wird und daher eine kleine Temperaturerniedrigung stattfindet, welche sich in einem kleinen Minimum in der Temperaturkurve ausdrückt. Das aus Silit[3]) bestehende Heizrohr *c* hat eine Länge von etwa 500 mm, einen Außendurchmesser von 8 mm und eine Wandstärke von 2,5 mm. Das gleichmäßig glühende Stück beträgt 470 mm.

Besondere Aufmerksamkeit ist den Stromanschlüssen zu widmen. Man verwendet zweckmäßig an den Enden verchromte Rohre, die man mit Kupferhülsen versieht, die ihrerseits in Graphitelektroden *k* mit einem Graphit-Wasserglas-Kitt eingekittet werden. Zur besseren Befestigung teilt man die Graphitelektroden und zieht sie nach dem Einkitten des Rohres mittels einer Schelle *r* fest. Zugleich mit dem Silitrohr wird auch die Stromzuführungshülse *m* in den Graphitelektroden befestigt. Damit das Silitrohr sich frei ausdehnen kann, geht die Stromzuführung an der Einführungsseite in eine an der Kupferhülse befestigte Spirale *n* über. Zur zentrischen Lagerung des Silitrohres bzw. der Graphitelektroden dienen Rohre aus wärmeisolierenden Diatomitsteinen *o*.[4])

Zur Messung der Außentemperatur des Rohres *a* diente ein Wärmetastmesser, der in dieser Zeitschrift früher beschrieben wurde.[5]) Zwei an der Stelle der höchsten Temperatur angelötete Thermoelemente *p* dienten zur Kontrolle der Temperatur an zwei einander gegenüberliegenden Stellen des Rohres *a*. Das Rohr wurde so gelegt, daß das eine Element sich unten, das andere oben befand.

Die Temperatur des Heizrohres, von dem der radiale Wärmefluß ausgeht, wurde an der Innenwand mit dem optischen Pyrometer gemessen. Zur Erleichterung der Messung wurde ein kleiner etwa 5 mm langer keramischer Körper in die Mitte des Silitrohres geschoben und durch einen der Stutzen *h* anvisiert. Die Temperaturstrahlung im Innern des Silitrohres kann als völlig „schwarz“ angesehen werden, so daß keinerlei Korrektion an der pyrometrischen Messung angebracht zu werden braucht. Der Betrag, um den die Temperatur im Innern des Silitrohres höher ist als an der Außenwand dieses Rohres, kann, da er innerhalb der Versuchsfehler liegt, vernachlässigt werden.

Gang des Versuchs

Nachdem das Heizrohr in den Ofen eingebaut war, wurde das zu prüfende Material, in diesem Falle Kieselgur, von oben in einzelnen Portionen eingeschüttet und durch Klopfen und Drücken mit einem Holzbrettchen festgedrückt. Auf gleichmäßige Einfüllung des Materials ist besonders zu achten, da sonst große Schwankungen der gemessenen Werte der Wärmeleitfähigkeit auftreten. Dann wurde der Längsausschnitt in der Zylinderwand mit dem herausgeschnittenen Bruchteil wieder verschlossen und der ganze Ofen zur Feststellung des Gewichts der Füllung gewogen. Das Gesamtgewicht der Füllung wird bestimmt, um die Packungsdichte (Raumgewicht), die bei den pulverförmigen Stoffen von großem Einfluß auf die physikalischen Eigenschaften ist, festzustellen. Hierauf wurde der Ofen auf ein einfaches Gestell gelegt, auf dem er freischwebend nur an beiden Enden auflag, an die Stromzuführung angeschlossen und so angeheizt, daß er nach etwa 2 Stunden eine Innentemperatur von etwa 800° C hatte und sich im Wärmegleichgewicht befand. Dieser Zustand läßt sich schnell erreichen, weil die Innentemperatur sich verhältnismäßig rasch einstellt und dann nur wenig verändert, auch wenn die Außentemperatur noch nicht konstant geworden ist. Die Innentemperatur kann deshalb bei allen Versuchen ohne große Mühe annähernd gleich gehalten werden.

Der Eintritt des Wärmegleichgewichts wurde mittels der beiden in der Mitte des Ofens angelöteten Thermoelemente festgestellt. Nachdem sie eine gleichmäßige, nicht mehr steigende Temperatur anzeigten, wurde die endgültige Messung vorgenommen, indem die von dem Ofen aufgenommene Leistung nach Stromstärke und Spannung, die Innentemperatur mit dem Pyrometer

[3]) Silit ist der Handelsname für eine stromleitende siliziumkarbidhaltige Masse der Siemens-Plania Werke, die bis zu Temperaturen von etwa 1500° beständig ist.

[4]) Sterchamol. Lieferant: Grünzweig & Hartmann, Berlin NW, Rathenowerstr. 53

[5]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 1925, 354—356.

und die Außentemperatur durch Abtasten mit dem Wärmetastmesser von 5 zu 5 cm (in der Mitte Abstände von 2,5 cm) gemessen wurden. Diese Ablesung wurde nach 10 und 20 Minuten noch einmal wiederholt.[6]) Darauf wurde die Heizung des Ofens gesteigert und nach erneutem Eintritt des Wärmegleichgewichts die gleiche Messung bei einer Innentemperatur von etwa 1000° C wiederholt. Bei einigen Versuchen wurde noch eine weitere Messung bei 1200° C ausgeführt.

Die Außentemperatur der Ofenwand des wagerecht liegenden Zylinders war oben höher als unten. Deshalb wurde eine Korrektion der Temperatur auf einen mittleren Wert notwendig. Da die Temperaturabtastung aus räumlichen Gründen nur von oben her ausgeführt werden konnte, wurde die Messung mit den beiden Thermoelementen zur Korrektion benutzt. Die beiden Elemente befanden sich bei dem Versuch oben und unten und zeigten die obere Temperatur t_o und die untere Temperatur t_u an. Die wahre, für den Wärmeabfluß effektive Temperatur lag zwischen beiden; sie wurde als das arithmetische Mittel $\frac{t_o + t_u}{2}$ angenommen. Ferner wurde angenommen, daß auf der ganzen Länge des Ofens die mit dem Wärmetastmesser festgestellte Temperatur sich zu der jeweils effektiven Temperatur ebenso verhielte wie in der Mitte, d. h. wie

$$\frac{t_o}{\frac{t_o + t_u}{2}}$$

Die gemessenen Temperaturen wurden demgemäß mit dem Ausdruck $\frac{t_o + t_u}{2\, t_o}$ multipliziert und die so erhaltenen Werte als die mittleren Temperaturen des Zylinderumfangs angesehen.

Wie in Abb. 2 gezeigt, wurde die Temperatur der Ofenaußenwand über der Ofenlänge als Kurve aufgetragen, und zwar genügte es, den Verlauf von der Mitte nach einer Seite zu zeichnen, da die andere Seite symmetrisch ebenso verlief. Die Kurve wurde in der bei der graphischen Integration üblichen Art in eine Stufenkurve verwandelt. Jede Stufe entsprach 5 cm Länge der Ofenwand. Die Oberflächengröße jeder Zone betrug 97,3 cm². Der Einfluß der äußeren Apparatteile und der Verschlußkappen wurde durch Berechnung ihrer Oberflächen bewertet. Die Fläche dieser Teile ergab sich zu 243 cm², d. h. 2,5 mal so groß wie die Oberfläche einer 5 cm langen Zone. Das Ofenende wird also durch ein Rohrstück von der an der Kappe gemessenen Temperatur von 12,5 cm Länge (gleich 2,5 × 5 cm) und gleichbleibender Temperatur ersetzt gedacht. Auf Abb. 5 ist dementsprechend das linke untere Kurvenende bis auf einen Abstand von 47,5 cm von der Ofenmitte wagerecht durchgeführt.

Die Wärmeverluste der Endverschlüsse betragen, wie sich später bei der Ausrechnung zeigt, nur 5—8 % der insgesamt aufgewendeten Energie.

Für jedes Isoliermittel ergibt sich bei Einstellung des Ofens auf eine bestimmte Innentemperatur eine andere Stufenkurve. Abb. 5 gibt z. B. die an „Kieselgur I" aufgenommene Kurve bei einer Innentemperatur von 1018° C.

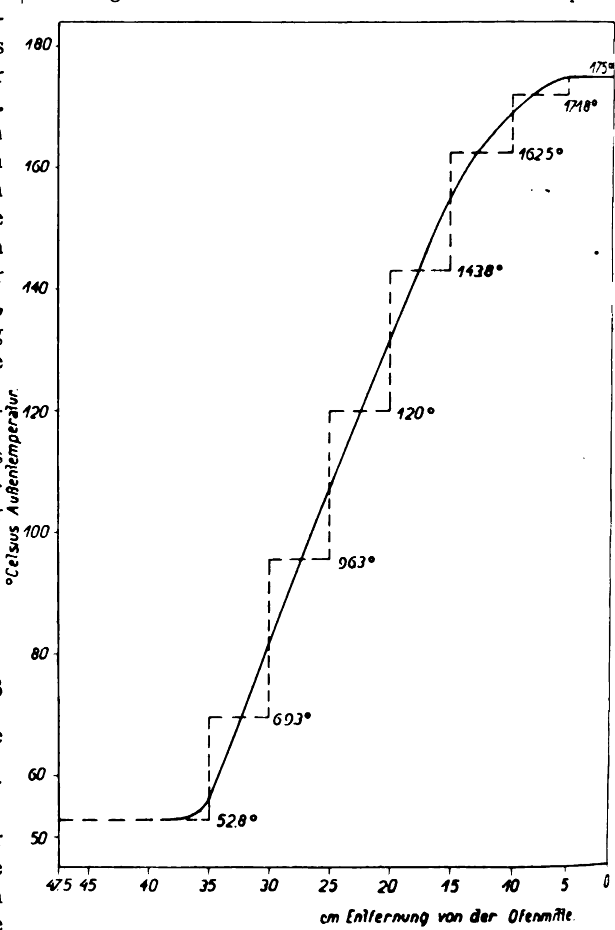


Abb. 5. Gemessene Außentemperaturverteilungskurve für Kieselgur bei Innentemperatur 1018° C (vgl. Tab. 1)

Beispiel einer Berechnung

Im Folgenden sei als Rechnungsbeispiel die Auswertung der Wärmeleitfähigkeit von Kieselgur mit dem Raumgewicht 0,39 kg/Ltr. bei der im Innern des Heizkörpers beobachteten Temperatur von 1018° C und der Wärmeleitfähigkeit von „Korafin"[7]) mit dem Raumgewicht 1,73 kg/Ltr. bei

[6]) Alle Versuche müssen natürlich bei völlig ruhender Luft vorgenommen werden. Starker Luftzug fälscht die Ergebnisse.

[7]) Geschmolzenes und zerkleinertes Aluminiumoxyd der Elektroschmelze G. m b. H. in Berlin-Lichtenberg.

Tabelle 1

(Kieselgur). Innentemperatur = 1018° C.

Zonen-Bereich	Abgetastete Temperatur (oben)	Gemessen mit Thermoelement			Wahre mittl. (korr.) Außentemperatur [8])	W. m. T. (Sp. 6) — 20° mit 2 potenziert	Zugehörige Leistung [8]) (aus Abb. 6)	Korrigierte Leistung
		Oben	Unten	Mittel				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1. 0—5 cm	175°	180°	168°	174°	169,1° [9])	22231	17,6 Watt	19,00 Watt [10])
2. 5—10 cm	171,8°	—	—	—	165,9°	21287	17,1 „	—
3. 10—15 cm	162,5°	—	—	—	157,0°	18769	15,7 „	—
4. 15—20 cm	143,8°	—	—	—	138,9°	14137	13,0 „	—
5. 20—25 cm	120,0°	—	—	—	115,9°	9197	9,9 „	—
6. 25—30 cm	96,3°	—	—	—	93,0°	5329	7,3 „	—
7. 30—35 cm	69,3°	—	—	—	66,9°	2200	4,6 „	—
8. 35—40 cm	52,8°	—	—	—	51,0°	961	3,0 „	—
9. 40—45 cm	52,8°	—	—	—	51,0°	961	3,0 „	—
10. 45—47 1/2 cm	52,8°	—	—	—	51,0°	480	1,5 „	—

$S = 95552$ [11]) $E_v = 92{,}7$ W.

[8]) Die Dezimalen in Spalte 6 sind rechnerisch durch die Anwendung der Korrektur-Faktoren entstanden, haben jedoch für die Auswertung der Versuche keine Bedeutung.

[9]) Korrigierte Temperatur $= 175 \cdot \frac{174}{180} (Q_1) = \mathbf{169{,}1^0}$.

[10]) Korrigierte Leistung $= 17{,}6 \cdot \frac{100}{92{,}7} (Q_2) = 19{,}0$ Watt.

[11]) Äquivalente Mitteltemperatur:

$$t_ä = \sqrt{\frac{95552}{9{,}5}} + 20 = 100{,}3^0 + 20^0 = \mathbf{120{,}3^0}\ \text{C.}$$

Tabelle 2

(Korafin) Innentemperatur = 1210° C.

Zonen-Bereich	Abgetastete Temperatur (oben)	Gemessen mit Thermoelement			Wahre mittlere (korr.) Außentemperatur [12])	W. m. T. (Spalte 6) — 20° mit 2 potenziert	Zugehörige Leistung [12]) (aus Abb. 6)	Korrigierte Leistung
		Oben	Unten	Mittel				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1. 0—5 cm	408°	424°	390°	407°	391,7° [13])	138180	69,5 Watt	**74,4** Watt [14])
2. 5—10 cm	406°	—	—	—	389,7°	136680	68,0 „	—
3. 10—15 cm	395°	—	—	—	379,2°	129023	64,6 „	—
4. 15—20 cm	359°	—	—	—	344,6°	105365	53,8 „	—
5. 20—25 cm	292°	—	—	—	280,3°	67754	38,4 „	—
6. 25—30 cm	204°	—	—	—	195,9°	30940	22,4 „	—
7. 30—35 cm	128°	—	—	—	122,9°	10588	12,3 „	—
8. 35—40 cm	88°	—	—	—	84,5°	4160	7,7 „	—
9. 40—45 cm	88°	—	—	—	84,5°	4160	7,7 „	—
10. 45—47 1/2 cm	88°	—	—	—	84,5°	2080	3,8 „	—

$S = 628930$ [15]) $E_v = 348{,}2$ W.

[12]) Siehe Anmerk. 8) bei Tabelle 1.

[13]) Korrigierte Temperatur $= 408 \cdot \frac{407}{424} (Q_1) = \mathbf{391{,}7^0}$.

[14]) Korrigierte Leistung $= 69{,}5 \times \frac{372}{348{,}2} (Q_2) = \mathbf{74{,}4}$ W.

[15]) „Äquivalente" Mitteltemperatur:

$$t_ä = \sqrt{\frac{628939}{9{,}5}} + 20 = 257{,}3^0 + 20^0 = \mathbf{277{,}3^0}\ \text{C.}$$

einer im Innern des Heizkörpers beobachteten Temperatur von 1210° C angeführt. Die entsprechenden Außentemperaturen der gleichmäßigen Mittelzonen betrugen 175° bzw. 408° C.

Die mit dem Wärmetastmesser gemessene Kurve, die zur Innentemperatur 1018° C gehört, ist in Abb. 5 gegeben, die andere Kurve hat den gleichen Charakter und wurde daher nicht reproduziert.

Die Tabellen 1 und 2 geben den Rechnungsgang schematisch wieder. In Spalte 1 sind die Zonenbereiche, von der Mitte aus gerechnet, in cm angegeben. Die Zonen 8—10 entsprechen, wie erwähnt, den äquivalenten Rohrlängen der

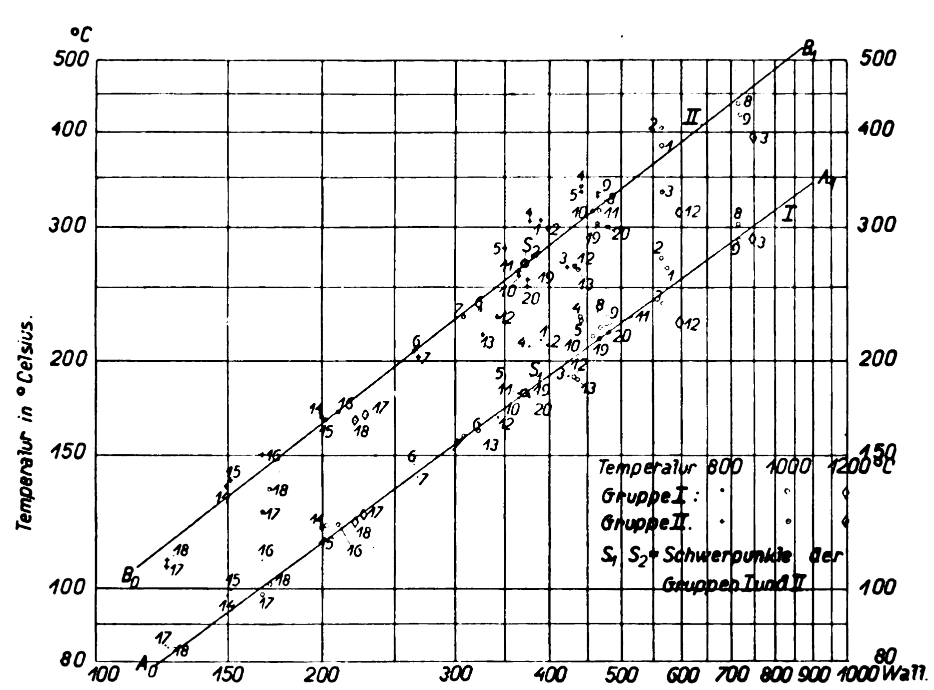


Abb. 6. I. Gerade A_0-A_1: Äquivalente Mitteltemperaturen über Leistungsaufnahme für 20 Versuche (bei 800°, bei 1000° und bei 1200° C Innentemperatur). II. Gerade B_0-B_1: Maximale (mit Q_1 korrigierte) Außentemperatur für dieselben 20 Versuche

Endverschlüsse. Spalte 2 gibt die mit dem Wärmetastmesser gemessene Temperatur. In Spalte 3—5 sind die Ablesungen der Kontrollthermoelemente, welche nicht ganz mit dem genau geeichten Wärmetastmesser übereinstimmen, notiert. Sie dienen, wie erwähnt, nur zur Kontrolle der Differenz zwischen höchster und tiefster Temperatur auf dem Umfang eines Querschnittes. Das Verhältnis der hieraus berechneten Mitteltemperatur zur Maximaltemperatur wird mit Q_1 bezeichnet und als Korrektion für alle mit dem Wärmetastmesser abgelesenen Temperaturen verwendet. Sie beträgt in Tabelle 1 z. B. $\frac{174}{180} = 0{,}966$. Die mit diesem Faktor Q_1 multiplizierten Temperaturen der einzelnen Zonen sind in Spalte 6 aufgeführt. Von ihnen wird die Raumtemperatur $t_r = 20^0$ abgezogen. Die so erhaltenen Werte werden quadriert. Die Endsumme $\Sigma(t - t_r)^2 = 95552$ wird durch 9,5 (halbe Zonenzahl) dividiert; aus dem Resultat wird die zweite Wurzel gezogen.

Es ergibt sich $\sqrt{10058} = 100{,}3^0$ als „äquivalente" mittlere Übertemperatur. Wenn sich das ganze Rohr gleichmäßig um diesen Betrag über der Raumtemperatur befände, müßte es nach der gemachten Annahme die gleiche Leistungsaufnahme haben, wie sie bei der beobachteten Temperaturverteilung tatsächlich vorliegt. Das gleiche Verfahren gibt bei der Innentemperatur 1210° C nach Tabelle 2 den Wert 257,3°. Zählt man die Raumtemperatur wieder dazu, so ergibt sich, daß einer äquivalenten Temperatur 120,3° C die gemessene Gesamtleistung 200,0 W, der äquivalenten Temperatur 277,3° C, die gemessene Gesamtleistung 745 Watt entspricht. In ähnlicher Weise wurden noch einige andere Werte aus Beobachtungen an Kieselgur und geschmolzenem Aluminiumoxyd (Korafin) bei 800, 1000 und 1200° C Innentemperatur durchgerechnet und hieraus die Abb. 6 gezeichnet (Linie A_0—A_1), in welcher die mit • bezeichneten Punkte sich auf die Innentemperatur 800°, die mit ○ bezeichneten auf 1000° und die mit ◇ bezeichneten auf 1200° beziehen. Diese Punkte lassen sich bei Auftragung in logarithmischem Maß innerhalb der Versuchsfehler zu einer geraden Linie mit der Neigung $^3/_4$ vereinigen.[16]) In die Figur sind auch die zugehörigen gemessenen maximalen Temperaturen (Linie B_0—B_1) mit der Bezeichnung + für die Innentemperatur 800°, mit ⊙ für 1000° und ◇ für 1200° eingezeichnet. Eine Extrapolation der Geraden weit über den Beobachtungsbereich hinaus ist besonders nach den tieferen Temperaturen nicht empfehlenswert, da die Abweichungen vom radialen Wärmefluß immer größer werden.

Hat man einmal die Kurve A_0-A_1 der Abb. 6, so kann man aus ihr den Zusammenhang zwischen Temperatur und Leistungsabgabe jeder Zylinderzone

[16]) Über die Ausgleichsmethode bei logarithmischer Darstellung siehe H. Schwerdt, Lehrbuch der „Nomographie", Springer 1924, S. 85.

Tabelle 3

Gemessene Werte

Vers.-Nummer	Untersuchte Substanz	Ungefähre Korngröße durch Sieben bestimmt	Raumgewicht in kg p. Liter	Temperatur in °C in der Mitte d. Heizrohrinnern	Temperatur in °C in der Mitte d. Ofenaußenwand	Äquivalente Mitteltemperatur in °C	Leistungsaufnahme des Ofens in Watt
1	Korafin Nr. 25	0,5 mm	1,73	802	306	212	390
				1030	384	264	573
2	Korafin Nr. 25	0,5 mm	1 73	802	299	210	398
				1036	406	274	561
3	Korafin Nr. 25	0,5 mm	1,73	813	266	191	424
				1013	335	238	566
				1210	392	279	745
4	Korafin Nr. 100	0,12 mm	1,7	890	305	208	378
				1032	340	228	440
5	Korafin Nr. 100	0,12 mm	1,7	848	280	191	350
				1033	333	226	440
6	Korafin Nr. 200	0,06 mm	1,46	817	206	146	265
				1018	232	162	324
7	Korafin Nr. 200	0,06 mm	1,46	832	203	140	269
				1018	229	158	309
8	Quarzscherben	3—5 mm	1,06	814	330	231	463
				1010	438	301	713
9	Quarzscherben	3—5 mm	1,06	820	331	228	464
				1014	422	289	715
10	Seesand I	unter 0,3 mm	1,41	820	259	181	365
				1002	315	215	458
11	Seesand I	unter 0,3 mm	1,41	813	261	180	365
				998	317	221	468
12	Seesand II	unter 0,2 mm	1,35	813	229	167	342
				1023	265	190	432
				1211	313	222	597
13	Seesand II	unter 0,2 mm	1,35	822	216	156	328
				1025	264	189	437
14	Kieselgur I	unter 0,1 mm	0,39	811	137	98	149
				1018	169	120	200
15	Kieselgur I	unter 0,1 mm	0,39	820	138	100	151
				1018	168	120	203
16	Kieselgur I	unter 0,1 mm	0,39	831	150	108	166
				1021	171	122	210
17	Kieselgur II	unter 0,1 mm	0,158	825	107	84	123
				1015	126	98	167
				1203	169	126	227
18	Kieselgur II	unter 0,1 mm	0,173	820	108	84	124
				1020	135	101	170
				1202	168	122	222
19	Karborundum Nr. 100 .	0,12 mm	1,48	820	255	181	375
				1014	302	213	467
20	Karborundum Nr. 100 .	0,12 mm	1,48	808	250	180	375
				1004	300	217	479

ablesen, da man ja deren Größe im Verhältnis zur ganzen Oberfläche kennt. Die so gewonnenen Zahlen sind in die Spalte 8 der Tabellen 1 und 2 eingetragen. Wenn die Berechnung mit der 2. Potenz und die angenommene Größe der Endkorrektion richtig war, so muß sich nun als Summe der Zonenenergieen die Hälfte der gemessenen Gesamtenergie ergeben (die Hälfte, da nur die Hälfte der Zonen in den Tabellen enthalten ist).

In Tabelle 1 ergibt sich, wie man sieht, 92,7 statt 100,0 Watt, in Tabelle 2 348,2 statt 372 Watt. Um das Verhältnis dieser Beträge $Q_2 = 1{,}08$ bzw. 1,07 sind also die Messungen noch zu korrigieren. Die korrigierten Beträge für die Zonen gleichmäßiger Temperatur in der Mitte sind in Spalte 9 enthalten. Es ergibt sich in Tabelle 1 19,0 Watt, in Tabelle 2 74,4 Watt für die Leistung in der Mittelzone. Mit diesen Werten kann die Wärmeleitfähigkeit

a) für Tabelle 1:

$$K_1 = \frac{E_l}{t_i - t_a} \times \frac{\ln \frac{r_a}{r_i}}{2\pi l} = \frac{19{,}0 \cdot 0{,}239 \times 0{,}0652}{1018^0 - 169{,}1^0}$$

$$= \mathbf{0{,}00035}\,(0{,}00032)^{17)} \frac{\text{g cal}}{\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot {}^0\text{C}}$$

für Kieselgur bei $t_i = 1018^0$ und:

[17]) Werte bei Berechnung ohne Korrektur Q_2.

Tabelle 4
Berechnete Werte

Versuchsnummer	Untersuchte Substanz	Bei der Innentemperatur von etwa 800°: Energie der Mittelzone in Watt	Innentemperatur in °C	Korr. Außentemperatur in °C	Mittel in °C	Wärmeleitzahl K in $\frac{g\,cal}{cm\,sec\,°C}$	Bei der Innentemperatur von etwa 1000°: Energie der Mittelzone in Watt	Innentemperatur in °C	Korr. Außentemperatur in °C	Mittel in °C	Wärmeleitzahl K in $\frac{g\,cal}{cm\,sec\,°C}$	Bei der Innentemperatur von etwa 1200°: Energie der Mittelzone in Watt	Innentemperatur in °C	Korr. Außentemperatur in °C	Mittel in °C	Wärmeleitzahl K in $\frac{g\,cal}{cm\,sec\,°C}$
1	Korafin Nr. 25	39,5	802	306	554	0,00124	60,0	1030	384	707	0,00145	—	—	—	—	—
2	Korafin Nr. 25	38,7	802	299	551	0,00112	57,1	1036	406	721	0,00141	—	—	—	—	—
3	Korafin Nr. 25	38,4	813	266	540	0,00109	52,6	1013	335	674	0,00135	74,4	1210	392	801	0,0014
4	Korafin Nr. 100	39,6	890	305	598	0,00106	47,3	1032	340	686	0,00106	—	—	—	—	—
5	Korafin Nr. 100	36,2	848	280	564	0,00099	45,7	1033	333	683	0,00102	—	—	—	—	—
6	Korafin Nr. 200	27,8	817	206	512	0,00071	33,5	1018	232	625	0,00066	—	—	—	—	—
7	Korafin Nr. 200	25,2	832	203	517	0,00062	28,2	1018	229	623	0,00056	—	—	—	—	—
8	Quarzscherben	46,7	814	330	572	0,0015	74,4	1010	438	724	0,0020	—	—	—	—	—
9	Quarzscherben	49,0	820	331	576	0,0016	77,4	1014	422	718	0,0020	—	—	—	—	—
10	Seesand I	35,1	820	259	540	0,00098	45,3	1002	315	658	0,00102	—	—	—	—	—
11	Seesand I	35,5	813	261	537	0,0010	44,2	998	317	658	0,00101	—	—	—	—	—
12	Seesand II	33,6	813	229	521	0,00089	43,7	1023	265	644	0,00089	62,8	1211	313	762	0,00109
13	Seesand II	31,3	822	216	519	0,00080	42,4	1025	264	644	0,00087	—	—	—	—	—
14	Kieselgur I	14,2	811	137	474	0,00033	19,0	1018	169	594	0,00035	—	—	—	—	—
15	Kieselgur I	12,0	820	138	479	0,00027	16,2	1018	168	593	0,00029	—	—	—	—	—
16	Kieselgur I	16,0	831	150	491	0,00037	20,9	1021	171	596	0,00038	—	—	—	—	—
17	Kieselgur II	9,5	825	107	466	0,00021	12,8	1015	126	571	0,00022	17,4	1203	169	686	0,000225
18	Kieselgur II	9,6	820	108	464	0,00021	13,9	1020	135	577	0,00024	19,0	1202	168	685	0,000286
19	Karborundum Nr. 100	33,5	820	255	537	0,00092	42,9	1014	302	658	0,00094	—	—	—	—	—
20	Karborundum Nr. 100	33,6	808	250	529	0,00094	42,6	1004	300	652	0,00094	—	—	—	—	—

b) für Tabelle 2:

$$K_2 = \frac{74{,}4 \cdot 0{,}239 \cdot 0{,}0652}{1210^0 - 391{,}7^0}$$

$$= \mathbf{0{,}0014}(0{,}0013)^{17)} \frac{g\,cal}{cm \cdot sec \cdot {}^0C}$$

für Korafin Nr. 25 bei einer Innentemperatur $t_i = 1210^0$ berechnet werden.

Da man die Korrektur Q_2 nur anbringen kann, wenn die ganze Temperaturkurve beobachtet ist, während man für eine eventuelle Kontrolle der Eichung des Apparates gerade wünscht, dies nicht mehr nötig zu haben, so haben wir auch noch die Wärmeleitfähigkeiten ohne diese Korrektur[18]) angegeben. Sie betragen 0,00032 und 0,0013. Diese Abweichungen liegen durchaus innerhalb der Fehlergrenze, und es erscheint nicht notwendig, die Korrektur Q_2 anzubringen, wenn der Apparat mit einer genügenden Zahl von Punkten geeicht wird. Die gemessenen Wärmeleitfähigkeiten gelten für die mittleren Temperaturen zwischen Außenwand und Innenrohr, d. h. die Wärmeleitfähigkeit in Tabelle 1 für eine Temperatur von 594°, die in Tabelle 2 für 801°.

Zusammenstellung und Besprechung der Ergebnisse

In den Tabellen 3 und 4 sind einige der gemessenen Werte mit Bezeichnung der Substanzen und unter Angabe ihrer Raumgewichte und ihrer ungefähren Korngrößen zusammengestellt.

In Tabelle 3 sind die gemessenen Leistungsaufnahmen und Temperaturen angegeben. Tabelle 4 enthält die danach errechneten, in der mittelsten Ofenzone entwickelten und nach außen radial geflossenen Leistungsbeträge, die Innen- und Außentemperaturen sowie die daraus errechneten Mitteltemperaturen und die Wärmeleitzahlen in $\frac{g\,cal}{cm \cdot sec \cdot {}^0C}$. Die Mitteltemperatur ist als arithmetisches Mittel aus der Innen- und der maximalen Außentemperatur berechnet worden.

18) Die Werte von Q_2 lagen bei einer Reihe von 20 Versuchen zwischen 0,95 und 1,17 und betrugen im Mittel 1,10.

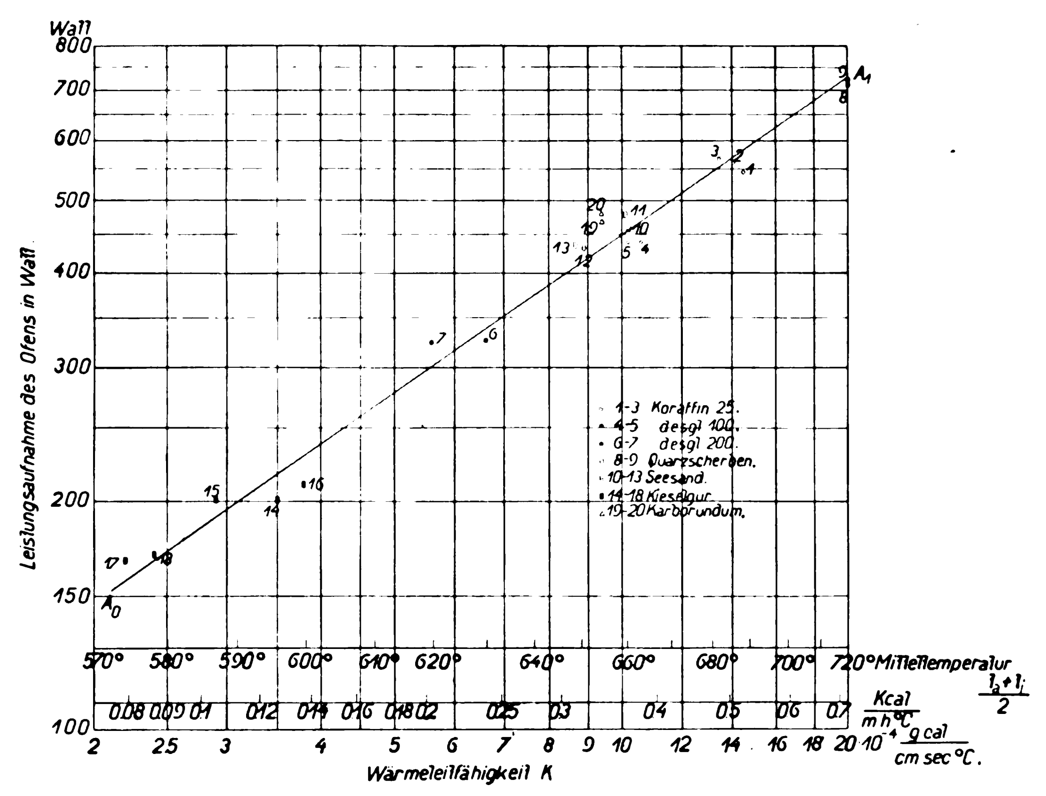


Abb. 7. Zusammenhang zwischen Wärmeleitfähigkeit und Leistungsaufnahme bei einer Innentemperatur von 1000° Celsius

Es handelt sich bei den untersuchten Stoffen im wesentlichen um Kieselsäure und Aluminiumoxyd in verschiedenen Korngrößen. Außerdem wurde noch Karborundumpulver untersucht. Die Kieselsäure wurde in Form von Kieselgur, Seesand und Quarzscherben, das Aluminiumoxyd in Form von Korafin (geschmolzenes und zerkleinertes ungereinigtes Aluminiumoxyd) angewandt. Seesand II (Tabelle 3 und 4, Nr. 12 und 13) sowie Kieselgur II (Tabelle 3 und 4, Nr. 17 und 18) wurden uns in liebenswürdiger Weise von dem „Forschungsinstitut für Wärmeschutz E.V.", München, zur Verfügung gestellt. Die Wärmeleitzahlen dieser Materialien betragen nach der Angabe des genannten Instituts bei 100°: 0,00092 bzw. 0,00013.

Hat man, wie wir es taten, eine Anzahl der Substanzen mit verschiedenen Wärmeleitfähigkeiten untersucht, so ergibt sich der Zusammenhang zwischen der Wärmeleitfähigkeit dieser Substanzen und der Leistungsaufnahme des Ofens zur Erreichung einer bestimmten Innentemperatur. Man kann diesen Zusammenhang wiederum graphisch zusammenstellen und erhält z. B. für die Innentemperatur 1000° C bei logarithmischer Darstellung die Abb. 7. Auf der Ordinatenachse sind im logarithmischen Maßstab die Leistungen, auf der Abszisse die Wärmeleitfähigkeiten in physikalischem und technischem Maß und die Mitteltemperaturen der untersuchten Materialien eingetragen. Diese sind ja bei bestimmter Innentemperatur und gegebenem Wattverbrauch jeweils für jede Apparatur eindeutig bestimmt. —

Sowohl aus der Tabelle 4, wie aus der Abb. 7 ist ersichtlich, daß die Wärmeleitfähigkeit mit der Korngröße eines Materials stark zunimmt, daß also für die wärmeisolierende Wirkung der feinen Pulver die vielen Unterbrechungsstellen zwischen den einzelnen Teilchen, an denen der Wärmeübergang behindert ist, mehr maßgebend sind als die Unterschiede in den Wärmeleitzahlen der Stoffe in kompaktem Zustand. Die Kieselgur- und Aluminiumoxydpulver haben bei gleicher Korngröße sehr nahe beieinander liegende Wärmeleitfähigkeiten (siehe z. B. Korafin 100 und Seesand). Die große Wärmeleitfähigkeit der Quarzscherben ist sicher nicht als reine Wärmeleitung anzusprechen, sondern wird zweifellos zum großen Teil durch die Durchlässigkeit der Scherben für Wärmestrahlung bedingt. Aus Abb. 6 und 7 sind die relativen Versuchsgenauigkeiten zu ersehen. Man sieht, daß man mit einer Abweichung von maximal $\pm 20\%$ und mit einer mittleren Abweichung $\pm 10\%$ zu rechnen hat. Was die absolute Genauigkeit betrifft, so ist es schwer, darüber etwas Zuverlässiges zu sagen, da in der Literatur für pulverförmige Substanzen bei den von uns angewandten Temperaturen über 500° keine Vergleichswerte zu finden sind. Berechnet man sie aber aus den bis 100° gemessenen Wärmeleitfähig-

keiten von solchen Substanzen, die sehr häufig bestimmt worden sind, wie z. B. Kieselgur von bestimmtem Raumgewicht, unter Verwendung der von Cammerer[19]) angegebenen Zahlen für die Temperaturkoeffizienten der Wärmeleitfähigkeit, so kommt man zu Resultaten, welche nicht weiter als $\pm$ 20% von den gemessenen abliegen. Diese Abweichung darf als gering betrachtet werden, wenn man bedenkt, daß man die Zahlen für die Temperaturkoeffizienten der Wärmeleitfähigkeit über einen sehr großen Bereich extrapoliert hat.

Man darf wohl den Schluß ziehen, daß die beschriebene Methode, wenn sie auch noch nicht das Ideal darstellt, geeignet ist, Wärmeleitfähigkeiten bei hohen Temperaturen in bequemer Weise zu messen. Die Genauigkeit der damit gewonnenen Zahlen kommt derjenigen, die mit den besten vorhandenen Apparaturen bei niederen Temperaturen erhalten werden, nahe. Eine größere Genauigkeit würde bei pulverförmigen Substanzen angesichts der unvermeidlichen, in der Lagerung bedingten Fehlerquellen keinen großen Wert haben. Es ist beabsichtigt, den Apparat für höhere Temperaturen und vor allem für elektrisch leitende Substanzen in verschiedenem Zerteilungsgrad, z. B. Metallpulver und -späne, verwendbar zu machen. Einige Vorversuche in dieser Richtung, bei welchen eine Wolframdrahtwendel in einem Hartporzellanrohr als Heizkörper verwandt wurde, haben qualitativ bereits recht interessante Resultate ergeben. Es zeigte sich z. B., daß Quarzscherben von 3—5 mm Größe die gleiche Wärmeleitzahl ergaben wie Eisenröllchen von 5 mm Durchmesser und 5 mm Länge, die aus 0,05 dickem Eisenblech hergestellt waren (idealisierte Drehspäne), wenn sie in gleicher Weise als Wärmeisolationsmasse verwandt wurden.

Zusammenfassung

Es wird ein Apparat zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von pulverförmigen Substanzen zwischen 100 und 1000° C beschrieben. Der Apparat beruht auf der Beobachtung der radialen Wärmeströmung in einem Zylinder. Er wird nach einem Näherungsverfahren geeicht und gestattet nach geschehener Eichung, die Wärmeleitung unbekannter Substanzen durch Beobachtung einer elektrischen Leistungsgröße und einer Temperatur (Innentemperatur des Heizkörpers) ohne Rechnung direkt anzugeben.

[19]) Cammerer, Der Wärme- und Kälteschutz in der Industrie, Springer 1928, S. 266 und „Die Wärme" 1929, S. 381.

(Eingegangen am 24. Juli 1929)

Elektronenschwingungen in Gitterdioden

Von H. E. Hollmann, Darmstadt

(Physikalisches Institut der Technischen Hochschule)

Inhalt: Die Arbeit behandelt die in Zweielektrodenröhren mit gitterförmiger Anode auftretenden Elektronenschwingungen, deren Wellenlänge im Gegensatz zu den bekannten Barkhausen-Kurzschen Schwingungen mit steigendem Elektrodenpotential zunimmt, was auf die starke negative Raumladung außerhalb der Gitteranode zurückgeführt wird.

Die Erzeugung sehr schneller elektrischer Schwingungen in Bremsfeldschaltungen von Dreielektrodenröhren, in welchen die hohe positive Spannung am Gitter liegt, beruht nach der Anschauung von Barkhausen und Kurz[1]) bekanntlich auf einer Pendelbewegung der vom Heizfaden emittierten Elektronen um das Gitter, wobei die Periodendauer gleich der für Hin- und Rückbewegung eines Elektrons erforderlichen Flugzeit ist. Auf Grund der von Barkhausen und Kurz angegebenen Theorie soll die Wellenlänge der Beziehung $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const}$ genügen, wenn V_g die Gitterspannung und das Anodenpotential gleich Null ist. Unabhängig von Barkhausen und Kurz kommt Zilitinkewitsch[2]) zu einem ähnlichen Ergebnis.

Die theoretische Behandlung der Elektronenschwingungen, wie sie insbesondere von Scheibe[3]) auf den praktisch vorliegenden Fall zylindrischer Elektroden ausgedehnt worden ist, setzt folgende vereinfachende Annahmen voraus: Sie vernachlässigt erstens die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Heizfaden und zweitens jede positive und negative Raumladung. Auf diese Vernachlässigungen führen Barkhausen und Kurz die Tatsache zurück, daß die experimentell ermittelten Wellenlängen mit ihrer Theorie nur in erster Annäherung übereinstimmen. In Einklang damit stehen die Angaben einer Reihe weiterer Autoren[4]), die insbesondere die Barkhausensche Beziehung $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const}$ nur qualitativ erfüllt finden. Versuche, die Austrittsgeschwindigkeit und die Raumladung theoretisch zu erfassen, haben bisher noch zu keinem befriedigenden Ergebnis geführt.[5])

In neuerer Zeit wird von Kohl[6]) die Anschauung vertreten, daß die Abweichung des Ex-

[1]) H. Barkhausen und K. Kurz, Phys. Zeitschr. **21** (1920), 1.
[2]) S. J. Zilitinkewitsch, Arch. f. El. **15**, (1926), 470.
[3]) A. Scheibe, Ann. d. Phys. **73** (1925), 54.
[4]) M. T. Grechowa, Zeitschr. f. Phys. **38** (1926), 621; W. Wechsung, Jahrb. d. drahtl. Tel. **32** (1928), 15; K. Kohl, Ann. d. Phys. **85** (1928), 1; F. Tank und E. Schiltknecht, Helv. Phys. Acta **1** (1928), 100 u. a.
[5]) N. Kapzov u. S. Gwosdower, Zeitschr. f. Phys. **45** (1927), 114.
[6]) K. Kohl, Zeitschr. f. techn. Phys. **9** (1928), 472.

periments von den theoretischen Werten, vor allem von obiger Grundgleichung, in solchem Maße gegen die Barkhausensche Vorstellung reiner Elektronenschwingungen spricht, daß dieselbe völlig ihre Berechtigung verliert. Demgegenüber nimmt Kohl an, daß in allen Fällen ein in der Röhre befindliches Schwingungssystem, das aus den Röhrenelektroden und ihrer Halterung besteht, in seiner Eigenfrequenz angeregt wird.[7]) Um die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Betriebsverhältnissen, die aus der Barkhausenschen Theorie ohne weiteres folgt, zu erklären, nimmt Kohl an, daß die Eigenwelle des Elektrodensystems, die in hohem Maße durch die Gitter-Anodekapazität bestimmt wird, nicht konstant, sondern einer Änderung mit den Betriebsverhältnissen unterworfen ist, und zwar dadurch, daß das zwischen den Elektroden befindliche „Elektronengas" eine Änderung seiner Dielektrizitätskonstanten erfährt. Auf diese Weise ergeben sich der Barkhausenschen Theorie parallel laufende Beziehungen zwischen Wellenlänge und Elektrodenpotentialen.

Die von Kohl als Argument gegen die reinen Elektronenschwingungen angeführte Abweichung der Meßergebnisse von der $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const}$ Beziehung, veranlaßt mich zur Mitteilung von Versuchsergebnissen, die ich mit Zweielektrodenröhren erhielt, welche lediglich aus einer Kathode und einer gitterförmigen Anode bestanden. Daß in solchen „Gitterdioden" ebenfalls Elektronenschwingungen auftreten, geben bereits Gill und Morrell[8]) an, ohne die Vorgänge indessen näher zu untersuchen.

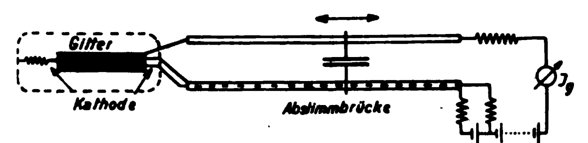


Abb. 1. Gitterdiode mit abstimmbarem Paralleldrahtsystem

Bei den im folgenden beschriebenen Versuchen wurde die in Abb. 1 schematisch dargestellte Versuchsanordnung benutzt. Die Röhre besitzt nur Heizfaden und Gitter, das aus 4 prismatisch angeordneten und mit einer Bewickelung von 8 Windungen pro Zentimeter Länge eines 0,8 mm starken Molybdändrahts versehenen Längsdrähten gebildet wird. Ein abstimmbares Paralleldrahtsystem ist auf die ersichtliche Weise mit Gitter und Kathode verbunden, wobei die Heizzuleitung innerhalb des röhrenförmigen und als Rückleitung dienenden Parallelleiters geführt ist. Es zeigt sich, daß ein solches Abstimmsystem keine Gill- und Morrell-Schwingungen hervorzubringen vermag, wie sie in Dreielektrodenröhren bei der Abstimmung von Gitter und Anode entstehen[9]), und auch die Wellenlänge nicht merklich beeinflußt, sondern lediglich die Schwingungsintensität steigert.[10])

Während bei den Barkhausen-Kurz Schwingungen in Dreielektrodenröhren dadurch, daß die Flugbahn der Elektronen durch die Radialabmessungen der Elektroden begrenzt und durch die Potentialverteilung festgelegt ist, die Frequenz mit der Laufgeschwindigkeit der Elektronen, d. h. mit steigendem Gitterpotential zunimmt, zeigen die Elektronenschwingungen der Gitterdiode das umgekehrte Verhalten: Ihre Wellenlänge wird mit wachsender Gitterspannung größer. In der Abb 2. ist in der oberen Kurve eine solche Beziehung für einen konstanten Emissionsstrom von 70 mA wiedergegeben.

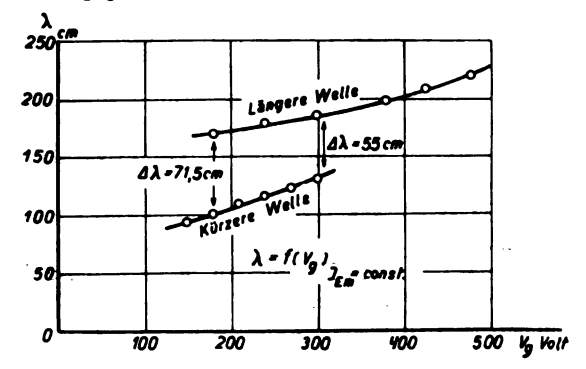


Abb. 2. Schwingungsbereiche der Gitterdiode

Es liegt nahe, die Theorie von Barkhausen und Kurz ohne weiteres auf die Gitterdiode zu übertragen, indem der Anodenradius gleich unendlich gesetzt wird. Es zeigt sich indessen, daß in diesem Fall nach der Theorie keine Schwingungen zu erwarten sind: Die durch das Gitter hindurchtretenden Elektronen fliegen in dem feldfreien Raum außerhalb desselben mit konstanter Geschwindigkeit weiter, ohne abgebremst oder zur Umkehr gezwungen zu werden.

Eine befriedigende Erklärung ergibt sich erst unter Berücksichtigung der negativen Raumladung, die im vorliegenden Fall besonders stark ausgeprägt ist, weil die in den Außenraum fliegenden Elektronen nicht, wie bei der Dreielektrodenröhre, abgeleitet werden, sondern sich dort anhäufen. Die auf diese Weise um das Gitter entstehende negative Raumladung erreicht nun solche Beträge, daß in einer bestimmten Entfernung vom Gitter

[7]) Unter bestimmten Umständen werden Resonanzerscheinungen der Elektrodensysteme innerhalb der Röhren auch von anderer Seite beobachtet. M. T. Grechowa, Phys. Zeitschr. **29** (1928), 726; H. E. Hollmann, Jahrb. d. drahtl. Tel. **33** (1929), 128.

[8]) E. W. B. Gill und J. H. Morrell, Phil. Mag. **44** (1922), 161.

[9]) H. E. Hollmann, Ann. d. Phys. **86** (1928), 129.

[10]) Die gleiche Wirkung einer Abstimmung von Gitter und Kathode zeigt sich auch bei Dreielektrodenröhren. Vgl. H. E. Hollmann, Ann. d. Phys. **86** (1928), 1062.

dessen Ladung gerade kompensiert wird, und sich eine Potentialnullfläche ausbildet. Damit entspricht die Potentialverteilung völlig der einer negativen Anode, nur daß das Anodenbremsfeld durch das Bremsfeld der Raumladung ersetzt ist. Ersichtlich gehorcht unter Zugrundelegung dieser Potentialverteilung die Elektronenbewegung denselben Gesetzen, wie in der Barkhausenschen Bremsfeldschaltung.

Während in Dreielektrodenröhren der Radius der Potentialnullfläche, in der die Elektronen umkehren, in erster Annäherung durch die Elektrodenspannungen und Radien bestimmt wird, ist er bei der Gitterdiode eine unmittelbare Funktion der Raumladung, d. h. des Emissionsstromes und der Gitterspannung. Auf Grund des Experiments ist zu schließen, daß sich mit zunehmender Elektronengeschwindigkeit, also mit steigender Gitterspannung, die Raumladung weiter und weiter um das Gitter ausbreitet, womit sich auch die Umkehrfläche nach außen verlagert, und zwar in solchem Maße, daß für die Bestimmung der Frequenz die höhere Elektronengeschwindigkeit und der auf den Gitter-Kathoderaum entfallende und mit steigender Gitterspannung zunehmende Frequenzanteil übertroffen wird.[11]) Auf diese Weise findet die beobachtete Beziehung zwischen Gitterpotential und Wellenlänge eine einfache Erklärung, und zwar auf dem Boden der durch Berücksichtigung der negativen Raumladung ergänzten Barkhausenschen Vorstellung reiner Elektronenschwingungen.[12])

Wird der Emissionsstrom verstärkt, so erhöht sich auch die Menge der das Gitter passierenden Elektronen und die Raumladung nimmt zu. Daraus ergibt sich aber in Analogie zu steigendem negativen Anodenpotential eine Verlagerung der Potentialnullfläche zum Gitter hin, wodurch die Elektronenflugzeit vermindert und die Wellenlänge verkürzt wird. Dies wird experimentell durch die Kurve der Abb. 3 bestätigt, welche für eine konstante Gitterspannung von 300 Volt die Wellenlänge als Funktion des Emissionsstromes darstellt. Auch in Dreielektrodenröhren tritt eine solche Abhängigkeit der Wellenlänge vom Emissionsstrom auf, die schon von Barkhausen und Kurz auf die Wirkung der negativen Raumladung zurückgeführt wird.[13])

Vergleicht man die unter denselben Betriebsverhältnissen in einer „Schott“-Dreielektrodenröhre, deren Gitter dem bei den vorliegenden Messungen benutzten völlig entspricht, auftretenden Wellenlängen, wie sie an anderer Stelle angegeben sind[14]), mit denen der Abb. 2, so ergibt sich für die Gitterdiode eine merkliche Zunahme. Da die Verhältnisse im Gitter-Kathoderaum unverändert sind, folgt daraus eine beträchtliche Verweilzeit der Elektronen außerhalb des Gitters. Der unsymmetrische Schwingungsverlauf läßt daher in besonderem Maße ein Hervortreten von Oberschwingungen erwarten. Experimentell konnte denn auch die erste Harmonische durch Abstimmung des Schwingungssystems so hervorgehoben werden, daß sie die Grundschwingung an Intensität übertraf. Ein ähnliches Resultat ergab die Abstimmung der Gitterzuleitung allein, wie es auch an Dreielektrodenröhren beobachtet worden ist.[15])

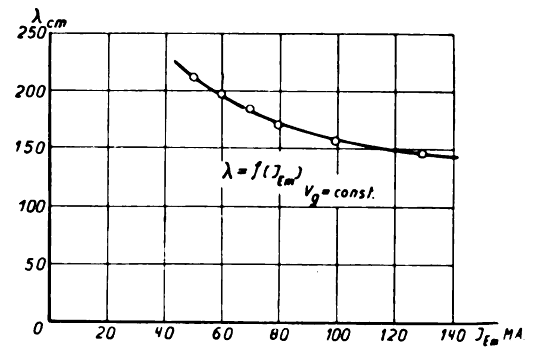


Abb. 3. Einfluß des Emissionsstromes auf die Wellenlänge

Wird außerhalb des Röhrengefäßes ein Metallzylinder koaxial zu den Elektroden angeordnet, so bewirkt eine negative oder positive Aufladung desselben entsprechend einer in der Röhre befindlichen Anode, eine Änderung der Wellenlänge. Infolge des verhältnismäßig großen Durchmessers sind allerdings hohe Spannungen erforderlich, um eine merkliche Wellenänderung hervorzubringen. So verursachte eine negative Spannunng von 1000 Volt bei einem Zylinder von 62 mm Durchmesser nur eine Abnahme der Wellenlänge um 5 %. Andererseits konnte der Zylinder ein verhältnismäßig hohes positives Potential erhalten, ohne daß die Schwingungen aussetzten, was ebenfalls auf die vorherrschende Wirkung der negativen Raumladung hinweist. Ferner lassen die vor-

[11]) Versuche, die Potentialverteilung außerhalb des Gitters im Schwingungszustand der Röhre mittels einer verschiebbaren Sonde elektrometrisch auszumessen, und zumindest die Lage der Potentialnullfläche zu erfassen, führten zu keinem positiven Ergebnis.

[12]) Es liegt nahe, die mit bestimmter Geschwindigkeit durch das Gitter hindurchfliegenden Elektronen mit einem senkrecht emporgeworfenen Stein zu vergleichen, was eine qualitative Übereinstimmung ergibt, denn auch der senkrecht emporgeworfene Stein fliegt um so höher und benötigt eine um so längere Flugzeit, je größer seine Anfangsgeschwindigkeit ist. Wegen der Verschiedenartigkeit der Bremsfelder, des inhomogenen und periodisch veränderlichen Feldes der Raumladung einerseits und des konstanten Gravitationsfeldes andererseits, ist der Vergleich indessen nicht streng durchzuführen.

[13]) Vgl. Anm. 1.

[14]) Vgl. Anm. 3 und 9.

[15]) Vgl. Anm. 7.

stehenden Versuche den Schluß zu, daß die Annahme eines bestimmten Verhältnisses der Elektrodenradien, wie es beispielsweise von Sahanek[16]) als Bedingung für das Auftreten von Elektronenschwingungen theoretisch gefordert wird, nicht aufrecht zu halten ist.

Es erscheint von Interesse, darauf hinzuweisen, daß auch in Dreielektrodenröhren vereinzelt eine Zunahme der Wellenlänge mit steigendem Gitterpotential zu beobachten ist. So zeigte dieses anormale Verhalten eine „Schottsche *K*-Röhre", die einen Anodendurchmesser von 22 mm gegen einen Gitterquerschnitt von $5 \cdot 5$ mm aufweist[17]) und ferner ein Elektrodensystem mit einem Anodendurchmesser von 26 mm gegen ein Gitter von 6 mm Kantenlänge.[18]) Bei diesem System nahm die Wellenlängenkurve $\lambda = f(V_g)$ allerdings nur bis zu geringen Gitterspannungen von 180 Volt einen steigenden Verlauf, um bei höheren Spannungen in den der Theorie von Barkhausen und Kurz entsprechenden, abnehmenden Verlauf überzugehen. Auf Grund der vorliegenden Versuche ist die Erscheinung ebenfalls darauf zurückzuführen, daß bei geringen Elektronengeschwindigkeiten die negative Raumladung die Potentialverteilung entscheidend beeinflußt und die Potentialnullfläche dem Gitter näherrückt, woraus die geringere Periodendauer ohne weiteres folgt.

Wie ich an anderer Stelle gezeigt habe[19]), treten bei engmaschigen Gittern Elektronenschwingungen höherer Frequenz auf, die auf Grund eingehender experimenteller Unterlagen als Elektronenpendelungen zwischen Gitter und Anode zu deuten sind. Die gleiche Schwingungsform konnte auch in der Gitterdiode erhalten werden. So sind in der Abb. 2 die mit einem Gitter von 18 Windungen auf den Zentimeter Länge erhaltenen Wellenlängen eingezeichnet. Der Schwingungsbereich ist gegenüber den längeren Elektronenschwingungen stark eingeschränkt, die prozentuale Wellenänderung mit der Gitterspannung ist indessen größer. Dies kann auf das Fehlen der Periodendauer des Gitter-Kathoderaumes zurückgeführt werden, die ja den Verlauf der längeren Elektronenwelle abflacht. Im Gegensatz zu den früheren Messungen ist auch die Differenz der längeren und kürzeren Welle nicht mehr konstant, wenn sie auch größenordnungsmäßig mit den für denselben Gitterradius aus früheren Messungen zu entnehmenden Wellenlängen übereinstimmt. Diese Diskrepanz findet ebenfalls auf Grund der oben angeführten Überlagerung zweier verschiedenartiger Teilfrequenzen im Bereich der längeren Wellen eine zwanglose Erklärung.

Was die Erzeugung kürzester Wellen angeht, so sind die in einer Dreielektrodenröhre auftretenden Elektronenschwingungen denen der Gitterdiode weit überlegen. Auch das Fehlen der äußerst intensiven Gill und Morrell Schwingungen ist ein Mangel, der einer praktischen Anwendung der Gitterdiode hindernd im Wege steht. In theoretischer Hinsicht bedeuten die mitgeteilten Beobachtungen jedoch eine Stütze der Barkhausenschen Vorstellung, wonach es sich in der Bremsfeldschaltung um reine Elektronenschwingungen handelt, wobei die unter weitgehenden Vereinfachungen abgeleitete Beziehung $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const}$ nur in beschränktem Maße Gültigkeit hat. Abweichungen des Experiments sind daher keinesfalls als Argumente gegen die Barkhausensche Anschauung anzusprechen.

Zusammenfassung

In Zweielektrodenröhren mit gitterförmiger Anode laufen die Elektronenschwingungen im Gegensatz zu den bekannten Barkhausen-Kurzschen Schwingungen, deren Wellenlänge mit zunehmender Gitterspannung abnimmt, der Barkhausenschen Beziehung $\lambda^2 \cdot V_g = \text{const}$ gerade entgegengesetzt. Dieses abnormale Verhalten, sowie die Abnahme der Wellenlänge mit zunehmendem Emissionsstrom findet unter Berücksichtigung der negativen Raumladung eine zwanglose Erklärung, wobei das Anodenbremsfeld der Dreielektrodenröhre durch das Bremsfeld der Raumladung ersetzt wird. Bei engmaschigem Gitter treten Elektronenschwingungen höherer Frequenz auf. Experimentelle Abweichungen von obiger, unter vereinfachenden Annahmen theoretisch abgeleiteter Grundbeziehung können auf Grund der vorliegenden Versuche nicht als Argument gegen die Barkhausenschen Vorstellungen reiner Elektronenschwingungen angesprochen werden.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die mir die Fortsetzung meiner Untersuchungen ermöglicht, bin ich zu großem Dank verpflichtet. Ferner danke ich Herrn Prof. Dr. H. Rau für sein freundliches Interesse und die bereitwillige Überlassung der Mittel seines Instituts.

(Eingegangen am 24. April 1929)

---

[16]) J. Sahanek, Phys. Zeitschr. **26** (1925), 368 und **29** (1928), 640.
[17]) Vgl. Anm. 9, S. 150.
[18]) Vgl. Anm. 9, Abb. 28 und 30.
[19]) Vgl Anm. 9, Teil II.

Über die Messung des Zerstreuungskoeffizienten der bodennahen Luftschichten

Von F. Löhle in Potsdam

Die Durchsichtigkeit der Luft wurde bisher durch Angabe der Sichtweite beschrieben. Die Sichtschätzungen sind aber mit systematischen Fehlern aller Art so sehr belastet, daß seit langem der Wunsch besteht, die Augenbeobachtungen durch ein photometrisches Verfahren zu ersetzen. Da die optische Trübung der Luft im wesentlichen durch die Lichtzerstreuung an kleinen Teilchen verursacht ist, besteht die Aufgabe darin, daß Streulicht der bodennahen Luftschichten zu messen.

Gegenstand der Messungen ist jener lichte Schleier, der vor dem blauen Himmelsgrund und den Objekten der Landschaft in wechselnder Stärke wahrgenommen und als Trübung der Luft bezeichnet wird. Die Intensität der Trübung ist abhängig von der Lichtmenge, die in der Blickrichtung, genauer in der Sehstrahlpyramide: Beobachter—Ziel, zerstreut wird. Wird die Sehstrahlpyramide durch einen schwarzen Hohlraum begrenzt, so ist die scheinbare Flächenhelle der Öffnung des Hohlraumes ein Maß für das Streulicht in der Beobachtungsrichtung. Die Bestimmung der optischen Trübung der bodennahen Luftschichten ist damit auf die Messung von Flächenhelligkeiten zurückgeführt.

Das exakte Maß für die Intensität des Streulichtes ist der Zerstreuungskoeffizient der Luft. Die Herleitung des Zerstreuungskoeffizienten aus Messungen der optischen Trübung geht von der Annahme aus, daß das Streulicht mit der Länge der Sehstrahlpyramide gesetzmäßig zunehme.[1]) In der Tat ist diese Voraussetzung gestattet, wenn man einige Vernachlässigungen[2]) in Kauf nimmt. Unter günstigen Beobachtungsbedingungen (Kaltlufteinbruch) ist sie außerdem praktisch erfüllt.[3])

Die Aufgabe ist folgende: Gegeben sei eine Sehstrahlpyramide: Beobachter-schwarzer Hohlraum, gesucht die Intensität des darin vorhandenen Streulichtes (Abb. 1). df sei der räumliche Winkel der Sehstrahlpyramide, F und $F - dF$ zwei Schnittflächen senkrecht zur Achse der Sehstrahlpyramide in den Abständen r und $r - dr$ vom Konvergenzpunkt. σ sei das von einem Volumelement dv in der Entfernung r herrührende Streulicht. In das Volumelement $F dr$ wird durch F das Streulicht $\sigma \cdot F$ eingestrahlt. Hiervon geht durch Lichtzerstreuung $a \sigma F dr$ verloren, wo a der Zerstreuungskoeffizient ist, und wegen der Gültigkeit des Entfernungsgesetzes (Abstand r groß im Vergleich zu den Abmessungen

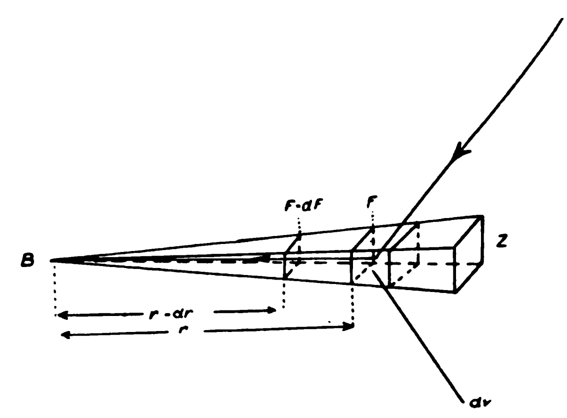


Abb. 1. Sehstrahlpyramide: Beobachter-Ziel

von dv) wird σ außerdem um den Betrag $\sigma \cdot dF$ geschwächt, so daß sich die Intensitätsabnahme berechnet zu

$$F d\sigma = -a\sigma F dr - \sigma dF. \qquad (1)$$

Mit $F = r^2 df$ geht (1) über in

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = -\frac{2dr}{r} - a dr. \qquad (2)$$

Die bis zum Konvergenzpunkt in der Entfernung r gelangende Lichtmenge s ergibt sich durch Integration von 0 bis r zu

$$s = \frac{C}{r^2} e^{-ar}, \qquad (3)$$

wo C die Integrationskonstante bedeutet.

Nimmt man an, daß jedes Teilchen das Licht so zerstreue, als sei es allein im Raume da, so kann das Streulicht dem Volumelemnt dv und dem Zerstreuungskoeffizienten a proportional gesetzt werden. Mit der neuen Proportionalitätskonstänte c geht (3) über in

$$s = c a dv \frac{e^{-ar}}{r^2}. \qquad (4)$$

Da $dv = r^2 df dr$, vereinfacht sich (4) zu

$$s = c a df e^{-ar} dr. \qquad (5)$$

s ist derjenige Bruchteil des von dv zerstreuten Lichtes, der zum Beobachter in der Entfernung r gelangt. Durch Integration von (5) über die Länge l der Sehstrahlpyramide ergibt sich die scheinbare Flächenhelle S des schwarzen Hohlraumes, d. i. die Intensität des Streulichtes unter Zusammenfassung aller Konstanten und mit der

[1]) P. Gruner, Helvetica Physica Acta, Vol. 1, Fasc. 1 hat das von einer homogenen planparallelen Schicht infolge Rayleighscher Streuung ausgestrahlte Licht berechnet.

[2]) P. Gruner, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 8 (1919), 120, bespricht diese ausführlich.

[3]) F. Löhle, Met. Zeitschr. 46 (1929), 49, wo auch weitere Literatur zu finden ist.

Grenzbedingung $S = 0$ für $l = 0$ zu[4])

$$S = \text{const}\,(1 - e^{-al}) \qquad (6)$$

Für eine Sehstrahlpyramide der Länge l' gilt entsprechend

$$S' = \text{const}\,(1 - e^{-al'}). \qquad (7)$$

Durch Kombination von (6) mit (7) läßt sich ein Ausdruck gewinnen, der nur noch den Zerstreuungskoeffizienten a als Unbekannte enthält.

$$\frac{S}{S'} = \frac{1 - e^{-al}}{1 - e^{-al'}}. \qquad (8)$$

Wählt man l und l' so, daß das $l:l' = 1:2$, dann läßt sich (8) in elementarer Weise nach e^{-a} auflösen.

$$\left.\begin{aligned} e^{-a} &= \frac{S'}{2S} \pm \sqrt{\left(\frac{S'}{2S}\right) - \frac{S'-S}{S}} \\ &= \frac{S'-S}{S} \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

und daraus

$$a = \frac{1}{M} \log \frac{S}{S'-S}, \qquad (10)$$

wo M der Modul der Briggschen Logarithmen ist.

Gleichung (10) gilt für den absolut schwarzen Hohlraum. Da seine Herstellung umständlich und ein Platzwechsel des Photometers zeitraubend ist, muß der Ersatz des schwarzen Körpers durch Scheiben geringer Albedo erstrebt werden. Dabei treten aber zwei Schwierigkeiten auf: Selbst bei einem Reflexionsvermögen von nur 0,5 % (Sammet) beträgt die scheinbare Flächenhelle künstlicher, schwarzer Zielscheiben 50 und mehr sekundäre Einheiten[5]), wenn man die im Freien vorkommenden Beleuchtungsstärken zu 10000 Lux und darüber ansetzt. Das von den Scheiben direkt reflektierte Licht muß also in Rechnung gesetzt werden. Vergrößerung des Abstandes Photometer–Ziel erhöht zwar die Meßgenauigkeit, verfälscht aber mit Verkleinerung des Sehwinkels die Beobachtungen zunehmend durch Beugung des Horizontlichtes am Rand der Zielscheiben. (Randeffekt.[6]) Es lag deshalb nahe, bewaldete Hügel als praktisch schwarze Ziele zu verwenden.[7]) Die Albedo von Laubwald wurde von verschiedenen Seiten[7]) im Mittel zu 0,04 gefunden. Die Sehwinkel dieser Ziele sind im allgemeinen groß genug, um den Randeffekt vernachlässigen zu können. In der Tat haben die in Potsdam an den bewaldeten Hügeln des Havellandes angestellten Versuche die Gültigkeit der Gleichung (6) bei Kaltlufteinbruch bestätigt. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt in seiner Beschränkung auf geeignetes Gelände.

Man kann die erwähnten Schwierigkeiten umgehen, wenn man auf die schwarzen Ziele grundsätzlich verzichtet und Scheiben bekannter Albedo benutzt. Sei E_v die Beleuchtungsstärke (Vorderlicht) der Zielscheiben, μ_1 und μ_2 ihre Reflexionskoeffizienten, l und l' ihre Entfernungen vom Beobachter, S das Streulicht vor der Zielscheibe 1, S' dasjenige vor der Zielscheibe 2, so geht (6) und (7) unter Berücksichtigung des direkt reflektierten Lichtes und unter Einführung der sekundären Einheit für die Flächenhelligkeit über in

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\quad J_1 = \mu_1 E_v e^{-al} + S, \\ &\text{b)}\quad J'_1 = \mu_1 E_v e^{-al'} + S'. \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Für ein zweites Paar von Scheiben der Albedo μ_2 gilt entsprechend

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\quad J_2 = \mu_2 E_v e^{-al} + S, \\ &\text{b)}\quad J'_2 = \mu_2 E_v e^{-al'} + S'. \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Die Kombination von (11) und (12) führt zu

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\quad J_1 - J_2 = (\mu_1 - \mu_2) E_v e^{-al}, \\ &\text{b)}\quad J_1' - J_2' = (\mu_1 - \mu_2) E_v e^{-al'}. \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Daraus folgt

$$e^{-a(l-l')} = \frac{J_1 - J_2}{J_1' - J_2'}. \qquad (14)$$

Der gesuchte Zerstreuungskoeffizient ergibt sich zu

$$a = \frac{1}{M(l-l')} \log \frac{J_1' - J_2'}{J_1 - J_2}, \qquad (15)$$

wo M der Modul der Briggschen Logarithmen ist. Es ist ein wesentlicher Vorteil des Zielscheibenverfahrens gegenüber den Messungen vor dem schwarzen Hohlraum, daß über die Entfernungen l und l' der Scheiben und über ihre Albeden frei verfügt werden kann, und daß lediglich Helligkeitsdifferenzen zu bestimmen sind und nur ihr Verhältnis gesucht wird.

Den bisherigen Berechnungen liegt die Voraussetzung zugrunde, daß die reelle Absorption, d. i. die Überführung des Lichtes in eine andere Energieform, vernachlässigt werden kann. Mit Berücksichtigung der Absorption des Streulichtes auf dem Wege vom lichtzerstreuenden Volum-

[4]) E. Lommel, Wiedemanns Ann. **10** (1880), 449, hat die Gleichung (6) für ein glühendes Gas, in welchem feste, glühende Körperteilchen schweben, hergeleitet; H. Koschmieder, Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. **12** (1926), 33, 171 legte diese Beziehung seiner Theorie der Sichtverteilung zugrunde.

[5]) Eine sekundäre Einheit ist nach L. Weber die Flächenhelle einer absolut weißen, vollkommen diffus reflektierenden Fläche, welche von einer Hefnerkerze in 1 m Entfernung senkrecht beleuchtet wird. Vgl. E. Liebenthal, Prakt. Photometrie, Braunschweig 1907, S. 150.

[6]) F. Löhle, a. a. O.

[7]) K. Stuchtey und A. Wegener, Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, **1911**, S. 209; M. Lukiesh, Astrophys. Journ. **49** (1919), 108. Das vom Ballon bzw. Flugzeug aus mitgemessene Streulicht in der Vertikalen ist nicht in Abzug gebracht.

element dv zum Beobachter in der Entfernung r geht (5) über in

$$s = c\,\frac{a}{k}\,df\,e^{-(a+k)r}\,dr, \tag{16}$$

wo k der Absorptionskoeffizient ist. Gleichung (10) lautet folglich

$$a + k = \frac{1}{M}\log\frac{S}{S' - S} \tag{17}$$

und (15) geht über in

$$a + k = \frac{1}{M(l - l')}\log\frac{J_1' - J_2'}{J_1 - J_2}. \tag{18}$$

Die in (15) und (18) vorkommenden Helligkeitsdifferenzen können durch direkten Vergleich der scheinbaren Flächenhelligkeiten der Scheiben gefunden werden. Abb. 2 zeigt ein für diese Zwecke

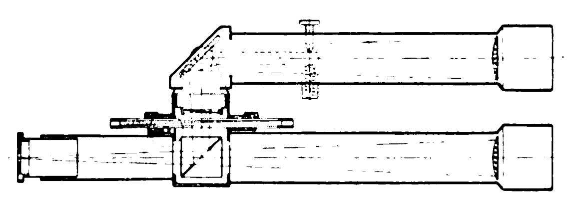


Abb. 2. Streulichtphotometer

bestimmtes Flächenphotometer. Das untere Fernrohr bildet die eine, das obere die andere Zielscheibe in der Augenpupille des Beobachters ab, so daß die Objektive und folglich auch die Vergleichsfelder gleichmäßig erleuchtet erscheinen. (Maxwellsche Anordnung.[8]) Die Einstellung auf gleiche Helligkeit wird mit Hilfe eines Absorptionskeiles vorgenommen.

Sind f_1 bzw. f_2 die Brennweiten der beiden Fernrohre, δ_1 und δ_2 die entsprechenden Durchlässigkeitsfaktoren, l die Bildweite, e der Objektabstand, d die Brennweite des auf den Photometerwürfel akkommodierten Auges und J_1 die Flächenhelligkeit der Zielscheibe 1, so berechnet sich die Beleuchtungsstärke des Netzhautbildes zu

$$B_1 = \delta_1\,\frac{J_1}{e^2}\,\frac{l^2}{d^2}. \tag{19}$$

Zwischen Bildweite l, dem Abstand des Objektes e und der Brennweite f_1 besteht die bekannte Beziehung

$$\frac{1}{l} + \frac{1}{e} = \frac{1}{f_1},$$

also

$$l^2 = \frac{f_1^2 e^2}{(e - f_1)^2}. \tag{20}$$

Mit (20) geht (19) über in

$$B_1 = \delta_1\,\frac{J_1}{(e - f_1)^2}\,\frac{f_1^2}{d^2}. \tag{21}$$

Seien α bzw. β die Durchlässigkeitskoeffizienten des Grau- bzw. Glaskeils, s und t die zugehörigen Wege im Keil, so gilt, wenn im Photometerwürfel Helligkeitsgleichheit hergestellt ist, die Gleichung

$$\delta_1\,\frac{J_1}{(e - f_1)^2}\,\frac{f_1^2}{d^2} = \delta_2\,\frac{J_2}{(e - f_2)^2}\cdot\frac{f_2^2}{d^2}\,e^{-(\alpha s + \beta t)} \tag{22}$$

bzw. unter Einführung der zweckmäßig zu definierenden Keilkonstanten K[9]) und der Ablesung x an der Skala des Keils

$$\delta_1\,\frac{J_1}{(e - f_1)^2}\,\frac{f_1^2}{d^2} = \delta_2\,\frac{J_2}{(e - f_2)^2}\,\frac{f_2^2}{d^2}\,e^{-Kx}. \tag{22a}$$

Für die beiden Zielscheiben in der Entfernung e' gilt entsprechend

$$\delta_1\,\frac{J_1'}{(e' - f_1)^2}\,\frac{f_1^2}{d^2} = \delta_2\,\frac{J_2'}{(e' - f_2)^2}\,\frac{f_2^2}{d^2}\,e^{-Kx'}. \tag{23}$$

Gesucht ist

$$\frac{J_1 - J_2}{J_1' - J_2'} = \frac{\left(\frac{J_1}{J_2} - 1\right)J_2}{\left(\frac{J_1'}{J_2'} - 1\right)J_2'}.$$

Durch Kombination von (22) und (23) mit der Gleichung

$$\delta_1\,\frac{J_2}{(e - f_1)^2}\,\frac{f_1^2}{d^2} = \delta_2\,\frac{J_2'}{(e' - f_2)^2}\,\frac{f_2^2}{d^2}\,e^{-Kx''} \tag{24}$$

folgt

$$\left.\begin{aligned} \frac{J_1 - J_2}{J_1' - J_2'} &= \\ &\frac{\left(\frac{\delta_2}{\delta_1}\,\frac{(e - f_1)^2}{(e - f_2)^2}\,\frac{f_2^2}{f_1^2}\,e^{-Kx} - 1\right)\frac{\delta_2}{\delta_1}\,\frac{(e - f_1)^2}{(e' - f_2)^2}\,\frac{f_2^2}{f_1^2}\,e^{-Kx''}}{\frac{\delta_2}{\delta_1}\,\frac{(e' - f_1)^2}{(e' - f_2)^2}\,\frac{f_2^2}{f_1^2}\,e^{-Kx'} - 1} \\ &= \frac{[a\,e^{-Kx} - 1]\,b\,e^{-Kx''}}{c\,e^{-Kx'} - 1}, \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

wo die a, b, c Apparatkonstanten sind, die durch eine Eichung des Instruments bestimmt werden.

Das in Abb. 3 gezeigte lichtelektrische Flächenphotometer in Zöllnerscher Aufstellung kann als Universalinstrument angesprochen werden. Das zu photometrierende Ziel wird in der Blendenebene scharf abgebildet. Mit Hilfe von Einsteckblenden verschieden großer Öffnung kann aus dem Bild des Ziels ein Teil herausgeblendet werden. Das hinter der Blendenebene divergierende Strahlenbündel fällt auf eine lichtelektrische Zelle. Der ausgelöste Photostrom wird nach der Entlade-

[8]) G. Gehlhoff und H. Schering, Zeitschr. f. techn. Phys. 1 (1920), 247.

[9]) G. Müller, Photometrie der Gestirne. Leipzig 1897, S. 186.

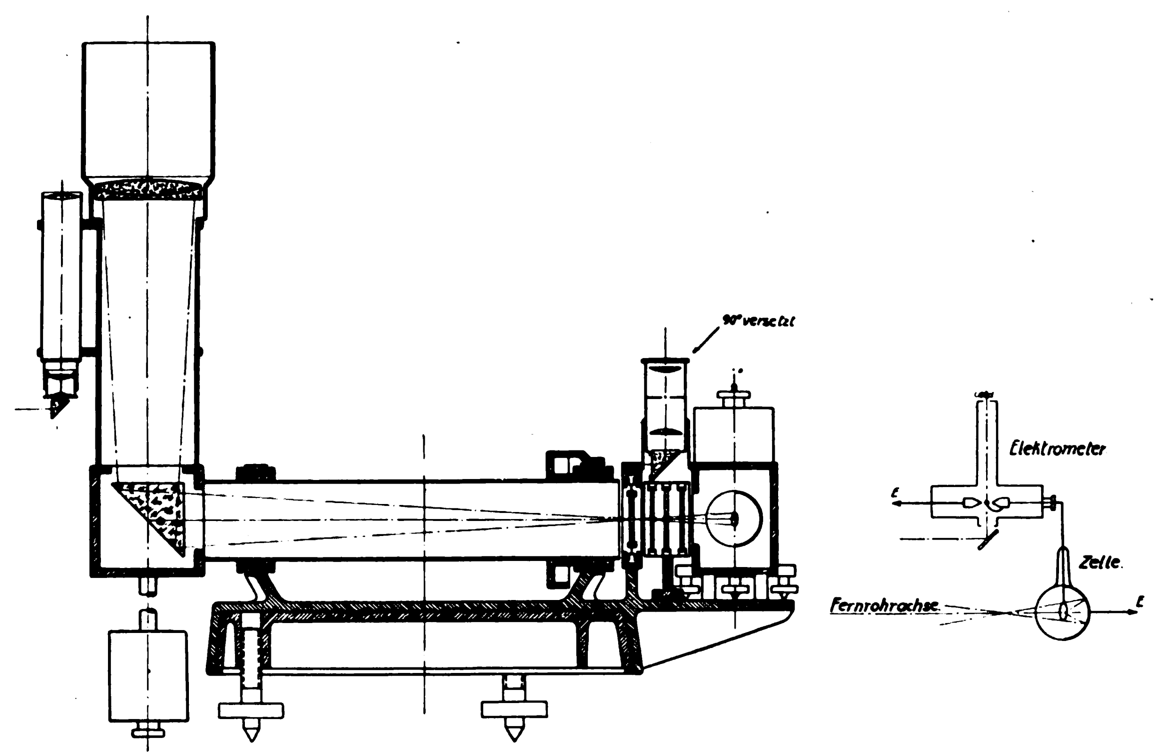


Abb. 3. Lichtelektrisches Flächenphotometer

methode elektrometrisch gemessen.[10]) Ein Sucher mit Fadenkreuz dient zur Einstellung des Ziels, ein in die Blendenebene einführbares Okularprisma zur Fokussierung. Zwischen Blende und Zelle können Farbfilter (Absorptionsgläser bzw. Küvetten mit Flüssigkeiten) eingeschaltet werden.

Der Zerstreuungskoeffizient läßt sich noch auf einem anderen zwar weniger genauen, dafür aber um so einfacheren Weg gewinnen. Zu dem Zweck braucht man sich nur die Eigenschaft des Auges zunutze zu machen, daß die Wahrnehmbarkeit eines Kontrastes von dem Verhältnis des Helligkeitsunterschiedes zur Helligkeit des Grundes abhängig ist, und daß die helligkeitsungleichen Felder einer Zielscheibe (im folgenden mit Infeld und Umfeld bezeichnet) nicht mehr unterscheidbar sind, wenn dieses Verhältnis einen gewissen Grenzwert ε, die relative Unterschiedsschwelle, unterschreitet. Das tritt ein, wenn die Helligkeit des Umfeldes sich derjenigen des Infeldes nähert, $H_u \to H_i$, oder eine Zusatzhelligkeit S sich beiden überlagert, in Zeichen

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)} \quad \lim_{H_u \to H_i} \frac{H_u - H_i}{H_u} = \varepsilon, \\ &\text{b)} \quad \lim_{S \to S_0} \frac{H_u - H_i}{H_u + S} = \varepsilon. \end{aligned}\right\} \quad (26)$$

[10]) R. Fleischer und H. Goldschmidt, Physik. Zeitschr. 29 (1928), 691.

Letzteres ist in der Tat der Fall, wenn ein künstliches Ziel vom Beobachter entfernt wird und Infeld und Umfeld eine von dem Streulicht in der Sehstrahlpyramide Beobachter—Ziel herrührende Helligkeitszunahme erfahren. Betrage diese z. B. in relativem Maß 3,75, so geht ein vorgegebenes Helligkeitsverhältnis: Ziel zu Umgebung von 1,10 : 1,25 durch Addition des Streulichtes über in 4,85 : 5,00 (punktiert gezeichnete Linie in Abb. 4),

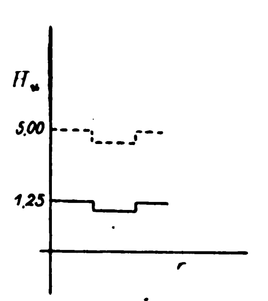


Abb. 4. Streulicht und Weber-Fechnersches Gesetz

d. h. der nach dem Weber-Fechnerschen Gesetz maßgebliche relative Helligkeitsunterschied fällt von 12% auf 3%, sinkt also bei ungünstigen Beobachtungsbedingungen unter die Unterschiedsschwelle, was mit dem Verschwinden des Ziels gleichbedeutend ist. Da die Zunahme des Streulichts mit der Länge der Sehstrahlpyramide gesetzmäßig erfolgt und gleichen Sonnenstand und

gleiche Blickrichtung vorausgesetzt, nur vom Zerstreuungskoeffizienten a abhängt, so ist die Entfernung, in der ein künstliches Ziel verschwindet, ein Maß für das Streulicht und damit für den Zerstreuungskoeffizienten. Seien μ_u und μ_i die Albeden von Umfeld und Infeld der Zielscheibe 1, μ_u' und μ_i' diejenigen der Vergleichsfelder der Scheibe 2, S das Streulicht vor der Zielscheibe 1, S' dasjenige vor der Scheibe 2, so sind die entsprechenden scheinbaren Flächenhelligkeiten der in den Entfernungen l und l' aufgestellten Scheiben:

$$\text{a)} \quad \left.\begin{aligned} H_u &= \mu_u \; E_v e^{-al} + S, \\ H_i &= \mu_i \; E_v e^{-al} + S. \end{aligned}\right\} \qquad (27)$$

$$\text{b)} \quad \left.\begin{aligned} H_u' &= \mu_u' \; E_v e^{-al'} + S', \\ H_i' &= \mu_i'' \; E_v e^{-al'} + S'. \end{aligned}\right\} \qquad (28)$$

Die absolute Helligkeitsdifferenz zwischen Infeld und Umfeld ist im Augenblick des Verschwindens des Kontrastes nur dann gleich einer Konstanten, die für beide Zielscheiben ein und denselben Wert hat, wenn die Messungen gleichzeitig und unter gleichen Beobachtungsbedingungen vorgenommen werden, d. i. bei gleichem Sonnenstand und gleicher Beleuchtung beider Scheiben und der zwischenliegenden Luftschicht und die Versuchsanordnung die Bedingungsgleichung (29) erfüllt:

$$H_u = H_u'. \qquad (29)$$

Durch Kombination von (29) mit

$$\left.\begin{aligned} \text{a)} \quad \lim \frac{H_u - H_i}{H_u} &= \varepsilon, \\ \text{b)} \quad \lim \frac{H_u' - H_i'}{H_u'} &= \varepsilon, \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

folgt

$$H_u - H_i = H_u' - H_i' \qquad (31)$$

oder mit Rücksicht auf (27) und (28)

$$(\mu_u - \mu_i) E_v e^{-al} = (\mu_u' - \mu_i') E_v e^{-al'}, \qquad (32)$$

eine Beziehung, die nur noch den Zerstreuungskoeffizienten a als Unbekannte enthält.

$$a = \frac{1}{M(l - l')} \log \frac{\mu_u - \mu_i}{\mu_u' - \mu_i'}. \qquad (33)$$

(M = Modul der Briggschen Logarithmen.)

Die Versuche, den „Extinktionskoeffizienten" der Luft in horizontaler Richtung in ähnlicher Weise zu messen, gehen auf H. B. de Saussure[11]) zurück, der die Scheiben angab, und die Gebrüder Schagintweit[12]), die damit die ersten Versuche anstellten. Saussure schlug als Sichtmarken zwei nur in der Größe verschiedene (1:12), im übrigen gleiche Zielscheiben (Diaphanometer) vor (Infeld schwarz, Umfeld weiß). Die Entfernungsdifferenz, die dadurch zustande kommt, daß das Infeld der entfernteren Scheibe im Vergleich zu derjenigen der näheren früher verschwindet, sollte ein Maß für die Durchsichtigkeit der Luft sein. Wenn aber das Verschwinden der inneren Felder lediglich auf die optische Eigenschaft der Luft zurückzuführen wäre, müßten die Vergleichsfelder bei ein und derselben Entfernung ineinander übergehen; denn aus Formel (33) folgt für

$$\mu_u - \mu_i = \mu_u' - \mu_i' : l = l'. \qquad (33')$$

Der Widerspruch hat seine Wurzel in dem Umstand, daß die Beobachtungen der beiden Schlagintweit im wesentlichen Sehschärfenprüfungen sind. In der Tat verschwanden die Infelder (Durchmesser des Scheibchens a = 2,7 cm, der Scheibe A = 32,5 cm) in der Nähe des Auflösungsvermögens des Auges, wie Tab. 1[13]) zeigt. Trotzdem ist die diaphanometrische Beobachtungsweise in alle maßgeblichen Handbücher[14]) als historische Methode zur Messung des Zerstreuungskoeffizienten der Luft in horizontaler Blickrichtung übergegangen, während sie als ungeeignete Sehschärfenprüfung

Tabelle 1

Beobachtungen der Gebrüder H. und A. Schlagintweit mit Saussures Diaphanometer. Kreis a = 2,7 m, Kreis A = 32,5 m.

Ort der Beobachtung	Höhe m	Winkel für Kreis a	Winkel für Kreis A	Zerstreuungskoeffizient
Von der Spitze des Großglockners abwärts gegen die Adlersruhe	3900	1′ 15″	1′ 15″	0,996
Von der Adlersruhe gegen die Hohenwarte	3580	1′ 17″	1′ 18″	0,991
Rachern, gegen Wasserradkopf, etwas geneigt . .	3350	1′ 15″	1′ 16″	0,995
Johanneshütte, über den Gletscher	2470	1′ 24″	1′ 26″	0,981
Lienz, auf der Ebene zwischen der Drau und Isel	748	1′ 20″	1′ 33″	0,856

[11]) H. B. de Saussure, Mem. de l'Academie de Turin. T. IV, 425, 1789, zitiert nach E. Gehrcke, Hdb. d. physik. Opt. Bd. 1, S. 311, 1927.

[12]) H. und A. Schlagintweit, Untersuchungen über die physikalische Geographie der Alpen. Leipzig 1850, S. 435.

[13]) Wegen der schnellen Abnahme der Unterschiedsempfindlichkeit (vgl. I. Runge, Phys. Zeitschr. 30 (1929), 76) des Auges bei Verkleinerung des Sehwinkels der Ziele darf der Sehwinkel des Infeldes des Diaphanometers einen gewissen Grenzwert α_s, der bei rund 0,5° liegt, nicht unterschreiten. Bei der praktischen Durchführung dieses Verfahrens ist die Benutzung von Ferngläsern unerläßlich.

[14]) E. Gehrcke, Hdb. d. physik. Optik, Bd. 1, 1927, S. 311; J. M. Pertner und F. M. Exner, Meteor. Optik, 2. Aufl. Wien 1922, S. 728.

in den Handbüchern für Augenheilkunde Erwähnung finden sollte.

Es liegt der Wunsch nahe, vom Zerstreuungskoeffizienten auf die Beschaffenheit und wechselnde Menge der in der Luft schwebenden, lichtzerstreuenden Teilchen zu schließen. Der Nachweis des gesetzmäßigen Zusammenhangs zwischen dem Zerstreuungskoeffizienten und den einzelnen, lichtzerstreuenden Teilchen, ihrer Zahl, Größe, Form und ihren stofflichen Eigenschaften ist Aufgabe der Theorie der Lichtzerstreuung. Es ist seit langem bekannt, daß die Zerstreuung des Lichtes an einzelnen Teilchen streng gesetzmäßig erfolgt. Teilchen, die klein sind im Vergleich zur mittleren Wellenlänge des Lichtes, werden zum Mitschwingen angeregt und zerstreuen gemäß dem von Lord Rayleigh gefundenen Ausdruck

$$\left.\begin{aligned} S &= \mathfrak{f}(\varepsilon, \varepsilon_0)\,(1 + \cos^2\varphi)\frac{n\,v^2}{r^2\lambda^4}\,E_0,\\ \mathfrak{f}(\varepsilon, \varepsilon_0) &= \left[\frac{\pi(\varepsilon-\varepsilon_0)}{\varepsilon^2}\right]^2\left[\frac{3\,\varepsilon_0}{\varepsilon + 2\,\varepsilon_0}\right]^2, \end{aligned}\right\} \quad (34)$$

wo ε die Dielektrizitätskonstante der zerstreuenden Teilchen, ε_0 diejenige ihrer Umgebung, n die Teilchenzahl in der Volumeinheit, v das Volumen eines Teilchens, r seine Entfernung vom Beobachter, λ die betrachtete Wellenlänge und E_0 die Intensität der einfallenden Strahlung bedeuten.

Die Formel (34) stimmt mit der Beobachtung weitgehend überein[15]: der Faktor λ^{-4} erklärt die blaue Farbe des Himmels, das Quadrat des Teilchenvolumens bringt die starke Zunahme des Streulichtes mit der Größe der Teilchen zum Ausdruck, z. B. führt Verdoppelung des Teilchendurchmessers zu einer 64 mal so intensiven Lichtzerstreuung. Die Funktion $(1 + \cos^2\varphi)$ regelt die räumliche Verteilung des Streulichtes und die Polarisationsverhältnisse im Einklang mit der Beobachtung. Der erste Summand ist identisch mit dem senkrecht zur Ebene: Beobachtungsrichtung — einfallender Strahl schwingenden Licht — schraffierter Teil in Abb. 5 — der zweite Summand stellt nach Größe und Richtung den in dieser Ebene schwingenden Teil des Streulichtes dar.[16] Die Abhängigkeit des Rayleighschen Streulichtes von der Blickrichtung α_n und der Sonnenhöhe $h_\odot$ ergibt sich aus dem rechtwinkligen, sphärischen Dreieck: Sonne, Fußpunkt des Sonnenvertikals, Blickpunkt (vgl. Abb. 6) zu

$$1 + \cos^2(\alpha_n - \alpha_\odot)\cos^2 h_\odot .$$

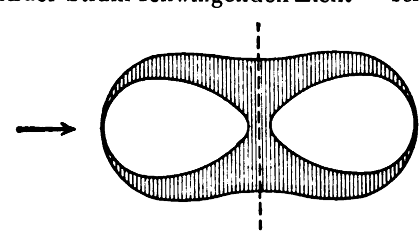


Abb. 5. Räumliche Verteilung des Streulichts bei einem Teilchendurchmesser $d \ll \lambda_m$, ⟶ $n = 1{,}33$ (Wasser)

Der naheliegende Versuch, aus dem Verhältnis des sekundär zerstreuten zum primär einfallenden Licht auf die in der Raumeinheit suspendierte Gesamtmasse $n \cdot v$ an lichtzerstreuender Substanz zu schließen, scheitert an dem Umstand, daß das Streulicht nicht proportional $n \cdot v$, sondern $n \cdot v^2$ zunimmmt. Außerdem ist es nicht erlaubt, die Gesetze der Lichtzerstreuung an einzelnen Teilchen auf ein gesamtes Medium zu übertragen.[17]

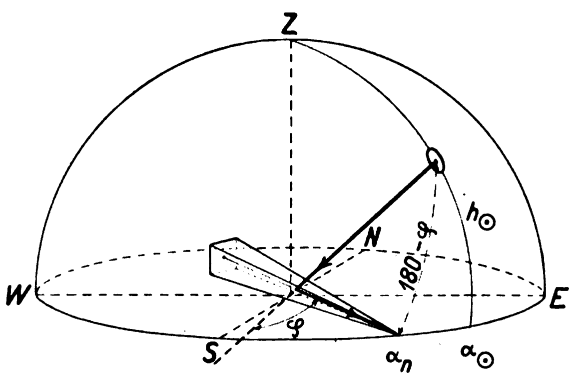


Abb. 6. Sehstrahlpyramide: Beobachter-Ziel

Sind die Teilchen nicht mehr klein im Vergleich zu der mittleren Wellenlänge des Lichtes, so wird die räumliche Symmetrie des zerstreuten Lichtes gestört. In Richtung des einfallenden Strahles wird mehr Licht zerstreut als in entgegengesetzter Richtung. Für Wassertröpfchen, die kleiner, gleich oder größer als die mittlere Wellenlänge des Lichtes sind, ist die räumliche Verteilung des Streulichtes in den Abb. 5, 7 und 8 ver-

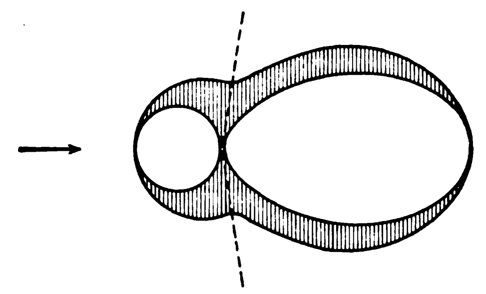


Abb. 7. Räumliche Verteilung des Streulichts bei einem Teilchendurchmesser $d \sim \lambda_m$, ⟶ $n = 1{,}33$ (Wasser)

---

[15]) Soweit Laboratoriumsmessungen an trüben Medien in Betracht kommen. Die Beobachtungen in der freien Atmosphäre nehmen eine Sonderstellung ein.

[16]) H. Blumer, Zeitschr. f. Phys. **32** (1925), 119; **38** (1926), 304.

[17]) P. Gruner, Helvetica Physica Acta. Vol. **1**, Fasc. 1, 1928.

55*

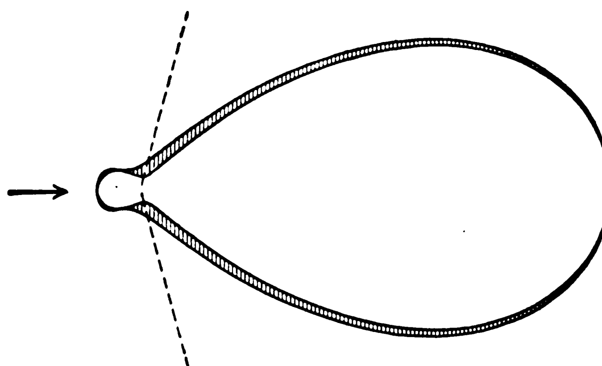


Abb. 8. Räumliche Verteilung des Streulichts bei einem Teilchendurchmesser $d \sim 3\,\lambda_m$, ◄—► $n = 1{,}33$, (Wasser)

anschaulicht. Nur bei kugelförmigen Teilchen ist die räumliche Verteilung des Streulichtes symmetrisch zum einfallenden Strahl. Bei größeren Teilchen liegt das Maximum des Polarisationsgrades nicht bei 90° Neigung zum einfallenden Strahl, sondern ist im allgemeinen in Richtung desselben verschoben und die Polarisation ist nicht vollständig, beides im Gegensatz zur Rayleighschen Streuung. Bei Teilchen von der Größenordnung der Nebeltröpfchen (0,007 bis 0,015 mm Durchmesser) überwiegt das reflektierte, gebrochene (vgl. Abb. 9) und gebeugte Licht.

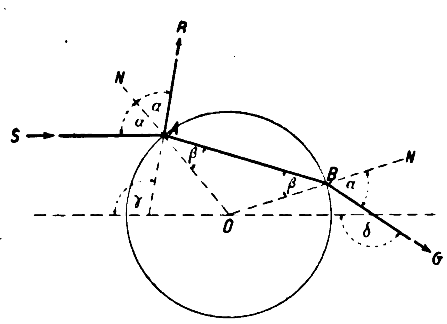


Abb. 9. Reflexion und Brechung des Lichts an einem Teilchen $d \gg \lambda_m$, ◄—► $n = 1{,}33$, (Wasser) (Nebeltröpfchen vom Durchmesser 0,007 bis 0,015 mm)

Gleiche Beobachtungsbedingungen, insbesondere gleiche Zahl der lichtzerstreuenden Teilchen, vorausgesetzt ist die Unsymmetrie der Verteilung des Streulichtes, insbesondere die Differenz zwischen dem in Richtung des einfallenden Strahles zerstreuten Licht und demjenigen in entgegengesetzter Richtung ausgesandten Streulicht[18]), ein angenähertes Maß für die Größe der in der Luft suspendierten Teilchen. Da es sich lediglich um die Messung von Helligkeitsdifferenzen handelt, kann eine optische Bank verwendet werden, an deren Enden schwarze Hohlräume aufgestellt sind.

[18]) Mie-Effekt, vgl. G. Mie, Annalen der Physik 25 (1908), 377.

Die Messung ergibt das Verhältnis des Streulichtes für entgegengesetzte Beobachtungsrichtungen. Da bei mäßiger Länge der optischen Bank die Helligkeitsdifferenz gering ist, empfiehlt sich die empfindliche Maxwellsche Anordnung in Verbindung mit einem Brückeschen Würfel[19]) (vgl. Abb. 10). Für den gleichen Zweck ist auch das in Abb. 2 dargestellte Streulichtphotometer brauchbar. Das obere Fernrohr kann im Azimut um seine vertikale Achse geschwenkt werden[20]).

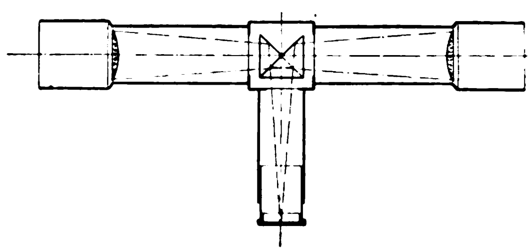


Abb. 10. Streulichtphotometer (Potometerkopf)

Die wissenschaftliche Bedeutung der Streulichtmessungen liegt in der von ihnen zu erwartenden Erweiterung unserer Kenntnisse über die Beschaffenheit und die wechselnde Menge der lichtzerstreuenden Teilchen und den Zusammenhang der Durchsichtigkeit der Luft mit der Polarisation des Himmelslichtes und anderen meteorologischen Faktoren. Der praktische Wert der Messungen ist in der Erfüllung einer von der Flugmeteorologie gestellten Forderung zu erblicken: Den Zerstreuungskoeffizienten der Luft als exaktes Maß für die optische Trübung der bodennahen Luftschichten der experimentellen Bestimmung zugänglich zu machen und aus der beobachteteten zeitlichen und räumlichen Änderung des Zerstreuungskoeffizienten der Luft und der Bewegung der Warm- und Kaltluftkörper eine kurzfristige Sichtprognose herzuleiten.

Zusammenfassung

1. Der Zerstreuungskoeffizient der bodennahen Luftschichten wird aus Messungen der scheinbaren Flächenhelligkeiten schwarzer Hohlräume bzw. Zielscheiben bekannter Albeden hergeleitet.

2. Das Saussuresche Verfahren („diaphanometrische Methode“) wird richtig gestellt.

3. Die Möglichkeit, auf die Größe der lichtzerstreuenden Teilchen zu schließen, wird besprochen.

[19]) E. Brücke, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 10 (1890), 11.

[20]) Die Beweglichkeit im Azimut macht das Instrument auch zür Messung der azimutalen Sichtverteilung geeignet, d. h. zur Bestimmung der Zerstreuungsfunktion $a(\varphi) = a'(a_n, h_\odot)$.

(Eingegangen am 21. Mai 1929.)

Elektrische Glühlampen für Seezeichen und Leuchtfeuer

Von F. Born, Berlin-Tempelhof

Inhalt: Die im Seezeichenwesen verwandten Glühlampen werden beschrieben und ihre optischen Eigenschaften und Lichtverteilungskurven erläutert.

Die elektrische Glühlampe hat als Lichtquelle für Seezeichen und Leuchtfeuer in den letzten Jahren steigende Anwendung gefunden. Zwar sind noch Leuchtfeuer vorhanden, die mit Leuchtgasen verschiedener Art, auch mit Petroleum gespeist werden, doch hat die Gleichmäßigkeit der Strahlung, der saubere Betrieb, die einfache Bedienung und Wartung den elektrischen Lichtquellen, insbesondere den Glühlampen, schon heute den Vorrang verschafft. Es soll im folgenden versucht werden, in großen Zügen einen Überblick zu geben über die Forderungen, die an Leuchtfeuer und Seezeichen gestellt werden, und über die Wege, die die deutsche Technik bei der Entwicklung geeigneter elektrischer Glühlampen gegangen ist.

Die Lichtquellen der Leuchttürme müssen selbstverständlich andere Eigenschaften besitzen als diejenigen von kleineren Leitfeuern, die z. B. die Einfahrt in Flußmündungen ermöglichen sollen. Für letztere genügen verhältnismäßig schwache Lichtquellen, da sie nur eine geringe Tragweite haben dürfen. Größere Leuchtfeuer sollen eine hohe Lichtstärke, d. h. große Tragweite, und gleichmäßige Lichtausstrahlung in einem großen Winkelbereich aufweisen. Die Forderung nach großer Tragweite wird erfüllt durch Glühlampen von hoher Lichtstärke und Leuchtdichte, die Gleichmäßigkeit der Strahlung nach allen Richtungen durch eine gleichmäßige Leuchtdichte des Leuchtkörpers.

Da als Lichtquellen früher in vielen Fällen Gasglühkörper benutzt wurden, war die Optik der Leuchtfeuer auf die ausgedehnte Leuchtkörpergröße der Glühstrümpfe berechnet. Bei Einführung elektrischer Glühlampen erforderte der Ersatz der alten Lichtquellen Anpassung an Leuchtkörperform und -größe der Glühstrümpfe. Diese Aufgabe weicht erheblich von den sonst an Scheinwerferlampen gestellten Anforderungen ab, da im allgemeinen ein Leuchtkörper von geringer Ausdehnung notwendig ist, um das für viele andere Zwecke erwünschte scharf konzentrierte Strahlenbündel zu erzielen. Für neuere Optiken, die die Verwendung von Scheinwerferlampen mit normaler Leuchtkörpergröße gestatten, mußten andere Sonderlampen entwickelt werden, deren Leuchtdichte nach allen Richtungen möglichst gleichmäßig war, um auch die Randzonen der vielfach verwandten Fresnel-Gürtel-Optik gut und gleichmäßig auszuleuchten und damit eine günstige Ausnutzung der Optik zu ermöglichen. Wiederum andere Lampentypen kamen z. B. für Fresnel-Ringlinsen in Betracht, so daß sich eine große Zahl von Sonderausführungen für Seezeichenscheinwerfer ergab. In einigen Fällen hätten normale Scheinwerferlampen zur Verwendung kommen können, wenn nicht eine bedeutend höhere Lebensdauer der Lampen gefordert worden wäre, als sie sonst üblich ist. Es sei betont, daß derartige Lampen, die sich von den normalen nur hinsichtlich der Lebensdauer unterscheiden, für die Glühlampentechnik ebenfalls als Sonderausführung gelten müssen. Es muß aber auf den Widerspruch zwischen den Forderungen nach langer Lebensdauer und nach großer Lichtstärke bei unveränderter Leistungsaufnahme hingewiesen werden; denn Verlängerung der Lebensdauer ist verbunden mit Herabsetzung der Lichtausbeute.

Die folgende Zusammenstellung gibt nun einen Überblick über Form und Anordnung der Leuchtkörper von Glühlampen, die für Seezeichen und Leuchtfeuer benutzt werden.

1. Der Leuchtkörper ist der Glühstrumpfform angepaßt.
2. Der Leuchtkörper bildet einen Doppelkonus.
3. Der Leuchtkörper ist im Grundriß kreisförmig angeordnet
   a) auf einem Zylindermantel von verhältnismäßig großem Durchmesser,
   b) auf einem Zylindermantel von verhältnismäßig kleinem Durchmesser,
   c) innerhalb eines engen Zylinders.
4. Der Leuchtkörper ist in einer Ebene angeordnet.
5. Der Leuchtkörper ist im Grundriß trapezförmig angeordnet.

Bevor die einzelnen Lampentypen besprochen werden, seien einige in den folgenden Ausführungen benutzte Begriffe kurz erläutert:

Lampenachse: Die von der Mitte des Sockelbodens durch die Mitte des Kugelkolbens laufende Linie.

$HK_{\perp}$: Die senkrecht zur Fläche eines einebenigen Leuchtkörpers ausgestrahlte Lichtstärke in Hefnerkerzen.

HK_{max}: Der Höchstwert der von einem Leuchtkörper ausgestrahlten Lichtstärke in Hefnerkerzen.

Lichtschwerpunktshöhe: Der Abstand des Mittelpunktes des von dem Leuchtkörper umschlossenen Raumes, bzw. der vom Leuchtkörper gebildeten Fläche vom Sockelboden.

Mittlere Leuchtdichte einer Licht ausstrahlenden Fläche in einer bestimmten Richtung: Der Quotient aus der Lichtstärke in dieser Richtung und der senkrechten Projektion der Fläche auf eine zu dieser Richtung senkrechte Ebene.

Im folgenden sind die Leuchtdichten in HK/mm² angegeben.

Die Lichtverteilungskurven sind stets auf einen Gesamtlichtstrom der Lampe von 1000 Lumen bezogen. Die Lichtstärke in irgendeiner Richtung ergibt sich also aus der durch 1000 dividierten Lumenzahl der Lampe, multipliziert mit der aus der Kurve abzulesenden Kerzenzahl. Auf die Erklärung für die Einsattelungen der Lichtverteilungskurven, die auf Sockelschatten, auf Verdeckung durch Teile der inneren Lampenkonstruktion oder durch Teile des Leuchtkörpers selbst zurückzuführen sind, kann nur in besonderen Fällen näher eingegangen werden.

1. Lampen, deren Leuchtkörper in Glühstrumpfform angeordnet ist

Die oben begründete Forderung, die Leuchtkörperform der elektrischen Glühlampen der Form der früher verwandten Glühstrümpfe anzupassen, führte zu der in Abb. 1 gezeigten sehr eigenartigen

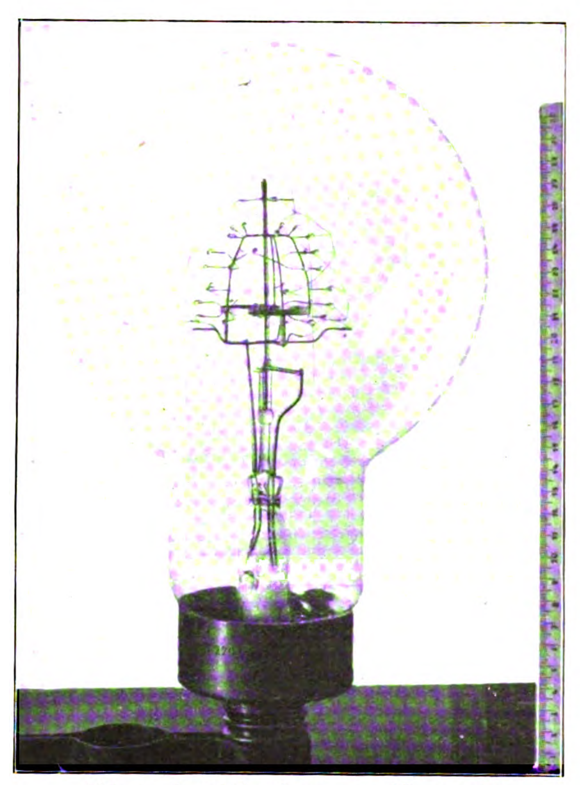


Abb. 1. Leuchtfeuerlampe 220 V. 1000 W. mit glühstrumpfförmigem Leuchtkörper

Leuchtkörperanordnung. Mehrere parallel geschaltete Leuchtkörperwendeln verlaufen angenähert auf der Oberfläche einer Halbkugel spiralförmig vom Äquator zum Pol. Folgende Tabelle gibt einen Überblick über die Abmessungen und elektrischen Daten der Lampe.

Tabelle 1

Lampentype: 220 Volt / 1000 Watt, Glühstrumpflampe

Kolben ⌀ mm	Gesamtlänge mm	Lichtschwerpunktshöhe mm	Leuchtkörpergröße mm²	HK_{max}	$\frac{HK_{max}}{mm^2}$	Lumen
200	345	235	ca. 3800	950	0,25	12500

In der zur Lampenachse senkrechten Ebene

In einer durch die Lampenachse gehenden Ebene

Abb. 2. Lichtverteilungskurven für Leuchtfeuerlampen von 1000 Lumen (mit Leuchtkörper in Glühstrumpfform)

Die in Abb. 2 wiedergegebene Lichtverteilung ist in der zur Lampenachse senkrechten Ebene vollkommen gleichmäßig, aber auch in den durch die Lampenachse laufenden Ebenen über einen sehr großen Winkelbereich nahezu konstant. Die ungewöhnliche Größe des Leuchtkörpers bedingt eine verhältnismäßig geringe mittlere Leuchtdichte, die ebenfalls nach fast allen Richtungen gleichmäßig ist. Eine Fresnel-Gürteloptik wird von dieser Leuchtkörperform daher sehr günstig ausgeleuchtet.

2. Der Leuchtkörper ist in Form eines Doppelkonus angeordnet

Für Fresnel-Gürteloptiken, die für kleinere Leuchtkörpergrößen berechnet sind, wurde eine Lampe konstruiert, deren Leuchtkörper in Form eines Doppelkonus angeordnet ist. Die Leuchtkörpersäulen bilden Mantellinien zweier Kegelstümpfe, die eine gemeinsame Grundfläche haben. (Vgl. Abb. 3). Die Daten dieser Lampe sind folgende:

Tabelle 2

Lampentype: 110 Volt / 1000 Watt, Doppelkonus

Kolben ⌀ mm	Gesamtlänge mm	Lichtschwerpunktshöhe mm	Leuchtkörpergröße mm²	HK_{max}	$\frac{HK_{max}}{mm^2}$	Lumen
170	295	200	745	1900	2,6	21000

In Abb. 4 ist links die Lichtverteilungskurve in der zur Lampenachse senkrechten Ebene, rechts die Lichtverteilungskurve in den durch die Lam-

penachse gehenden Ebenen dargestellt. Die mit dieser Leuchtkörperform erreichte Lichtverteilung ist derjenigen der Glühstrumpfform (Abb. 2) sehr ähnlich. Dagegen ist die mittlere Leuchtdichte

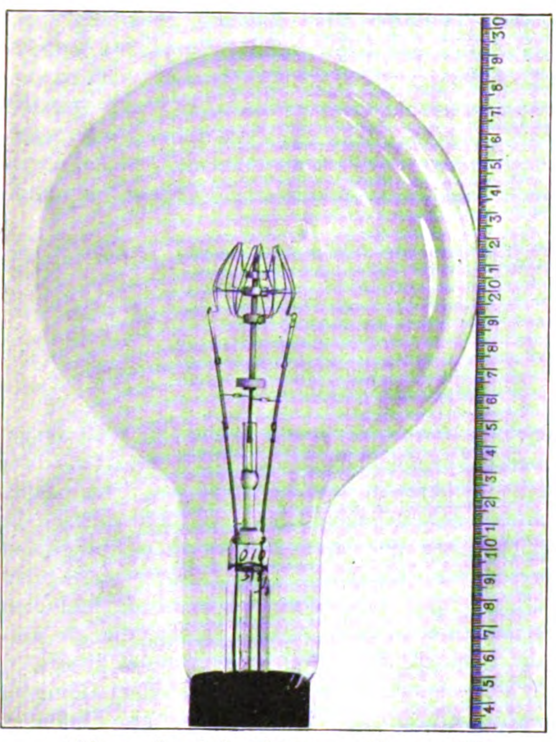
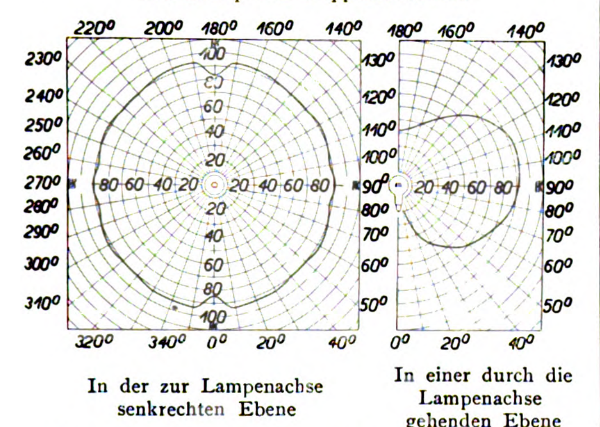


Abb. 3. Leuchtfeuerlampe 110 V. 1000 W.
Leuchtkörper in Doppelkonusform



In der zur Lampenachse senkrechten Ebene

In einer durch die Lampenachse gehenden Ebene

Abb. 4. Lichtverteilungskurven für Leuchtfeuerlampen von 1000 Lumen (mit Leuchtkörper in Doppelkegelform)

der Doppelkegelform in der Richtung der Maximalstrahlung mehr als zehnmal größer.

3. Der Leuchtkörper ist im Grundriß kreisförmig angeordnet

Lampentechnisch einfacher läßt sich die Forderung nach einer gleichmäßigen Lichtausstrahlung über den vollen Kreisumfang in der zur Lampenachse senkrechten Ebene erzielen durch Anordnung der Leuchtkörperwendeln auf einem Zylindermantel oder innerhalb eines Zylinders. Es bestehen zur Zeit drei Ausführungsformen:

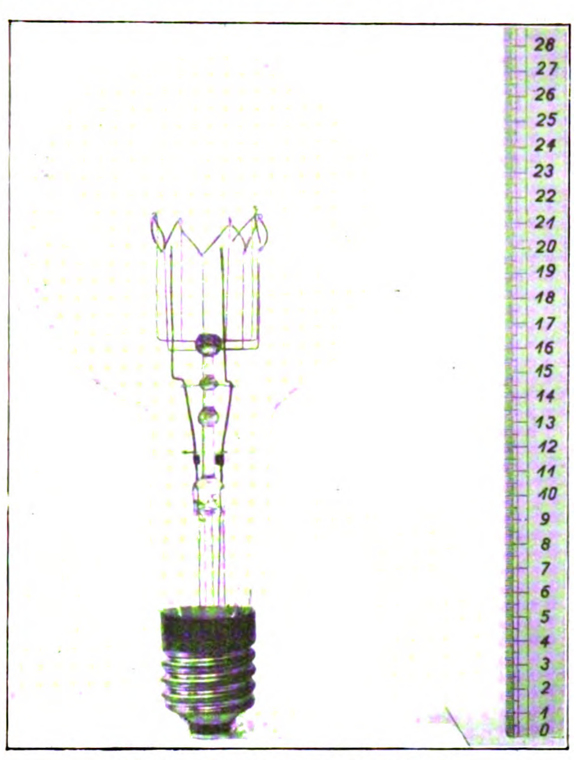
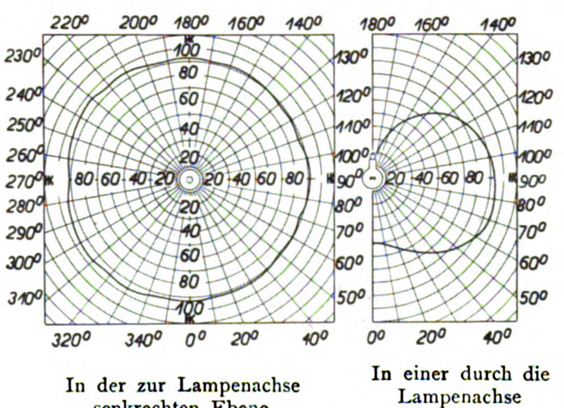


Abb. 5. Nitralampe 220 V. 750 W.
Leuchtkörper in Zickzackform auf weitem Zylinder



In der zur Lampenachse senkrechten Ebene

In einer durch die Lampenachse gehenden Ebene

Abb. 6. Lichtverteilungskurven für Nitralampen von 1000 Lumen (mit Leuchtkörper in Zickzackform)

a) Anordnung des Leuchtkörpers auf einem Zylindermantel von verhältnismäßig großem Durchmesser.

Abb. 5 stellt als Beispiel die Lampe 220 Volt / 750 Watt dar. Der Leuchtkörper verläuft zickzackförmig auf einem Zylindermantel, dessen Durchmesser im Vergleich zur Wattzahl der Lampe

groß ist. Der Quotient $\frac{\text{Zylinderdurchmesser}}{\text{Wattzahl}}$ ist bei dieser Lampe größer als bei den unter b) und c) zu besprechenden. Daraus ergibt sich für diese Lampen eine verhältnismäßig geringe mittlere

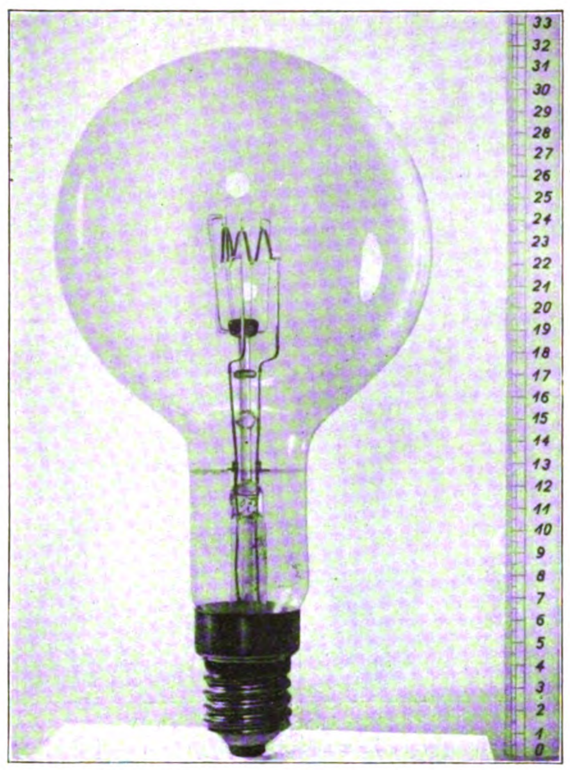
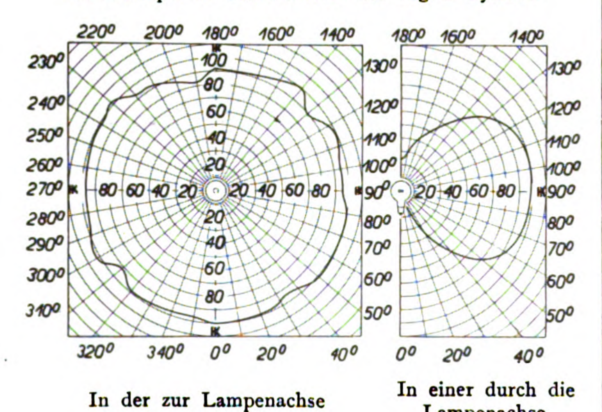


Abb. 7. Scheinwerferlampe 75 V. 1000 W. Leuchtkörper in Zickzackform auf engem Zylinder



In der zur Lampenachse senkrechten Ebene

In einer durch die Lampenachse gehenden Ebene

Abb. 8. Lichtverteilungskurven für Scheinwerferlampen von 1000 Lumen

Leuchtdichte. Folgende Tabelle enthält die Daten von vier Lampentypen mit dieser Leuchtkörperform.

Die Lichtverteilungskurven sind infolge der ähnlichen Leuchtkörperanordnung einander fast gleich. Daher sei als Beispiel hier wieder nur

Tabelle 3a

Lampen, deren Leuchtkörper auf dem Mantel eines Zylinders von verhältnismäßig großem Durchmesser angeordnet ist

Lampentype	Kolben ⌀ mm	Gesamtlänge mm	Lichtschwerpunktshöhe mm	Leuchtkörpergröße Breite × Höhe mm^2	HK_{max}	HK_{max}/mm^2	Lumen
220 V 750 W[1])	150	250	200	47 × 13 = 611	1150	1,9	12600
220 V 300 W	120	200	135	26 × 13 = 338	405	1,2	4500
220 V 15 W[2])	55	100	70	21 × 9 = 189	10,4	0,055	125
110 V 40 W[2])	65	115	80	24 × 5 = 120	39	0,32	470

[1]) Normale Nitralampe älterer Ausführung.
[2]) Lampen der Einheitsreihe.

diejenige der Lampe 220 Volt/750 Watt angegeben. Die Lichtverteilung (Abb. 6) ist in der Ebene senkrecht zur Lampenachse, wie beabsichtigt, nahezu kreisförmig, in den durch die Lampenachse gehenden Ebenen in einem großen Bereich fast konstant. Infolge ihrer geringeren Wattzahl und besonders wegen ihrer kleineren Leuchtdichte kommen diese Lampen, die als normale Lampen für Beleuchtungszwecke aller Art sehr weitgehend im Gebrauch sind, nur in kleineren Leuchtfeuern, z. B. in Leitfeuern an Flußmündungen und Molenköpfen, zur Verwendung.

b) Anordnung des Leuchtkörpers auf einem Zylindermantel von verhältnismäßig kleinem Durchmesser.

Eine Erhöhung der mittleren Leuchtdichte läßt sich erzielen durch Verringerung des Zylinderdurchmessers. Abb. 7 zeigt eine derartig gebaute Lampe. Die Abmessungen der Typen 75 Volt/1000 Watt und 110 Volt/2000 W gehen aus Tabelle 3b hervor.

Tabelle 3b

Lampen, deren Leuchtkörper auf dem Mantel eines Zylinders von verhältnismäßig kleinem Durchmesser angeordnet ist („Scheinwerferlampen")

Lampentype	Kolben ⌀ mm	Gesamtlänge mm	Lichtschwerpunktshöhe mm	Leuchtkörpergröße. Durchmesser × Höhe des Zylinders mm^2	HK_{max}	HK_{max}/mm^2	Lumen
75 V 1000 W	170	320	230	25 × 14 = 350	1790	5,1	19300
110 V 2000 W	200	350	240	32 × 24,5 = 784	3720	4,8	40000

Die Lichtverteilungskurve der Type 75 Volt/1000 Watt ist in Abb. 8 dargestellt. Wiederum ist die Lichtausstrahlung in der zur Lampenachse



senkrechten Ebene nach allen Richtungen nahezu gleichmäßig. Der Unterschied gegenüber den im Abschnitt 3a besprochenen Lampen besteht vor allem in erheblich größerer mittlerer Leuchtdichte. Auch die Lichtverteilung in den durch die Lampenachse gehenden Ebenen verläuft etwas anders. Da die Leuchkörperwendeln bei dieser Ausführung fast parallel zur Lampenachse stehen, wird in der Richtung der Lampenachse eine geringere Lichtstärke ausgestrahlt als von den zickzackförmig angeordneten Leuchtkörpern. Die beschriebenen Eigenschaften dieser Lampenart, die als Lichtquelle

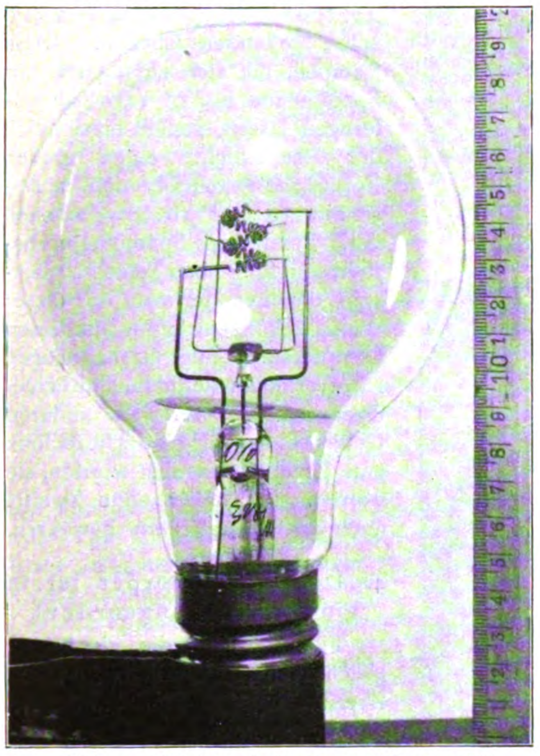


Abb. 9. Scheinwerferlampe 110 V. 1000 W. Leuchtkörper eng gebaut

auch für andere Scheinwerferzwecke vielfach benutzt wird, ermöglichen, in Verbindung mit einer geeigneten Fresnel-Gürtellinsenoptik eine gleichmäßige Lichtstärke im vollen Horizontalwinkel von 360^0 zu erzielen. Seltener finden die Lampen in Spiegeloptik Verwendung. Setzt man die Lampen derart in den Spiegel ein, daß Lampenachse und Spiegelachse zusammenfallen, so erhält, wie die Lichtverteilungskurve in einer durch die Lampenachse gehenden Ebene (Abb. 8) zeigt, die Randzone des Spiegels den Hauptteil der Strahlung. Ordnet man die Lampe, wie es zuweilen geschieht, vertikal an, während die Spiegelachse horizontal läuft, so erhält ein mittlerer bandförmiger Streifen des Spiegels den Hauptteil der Strahlung. Da außerdem der Durchmesser des Zylinders, auf dem der Leuchtkörper angeordnet ist, größer ist als seine Höhe, ergibt sich auch in parabolischen Spiegeln eine bevorzugte Seitenstreuung.

c) Anordnung des Leuchtkörpers innerhalb eines Zylinders.

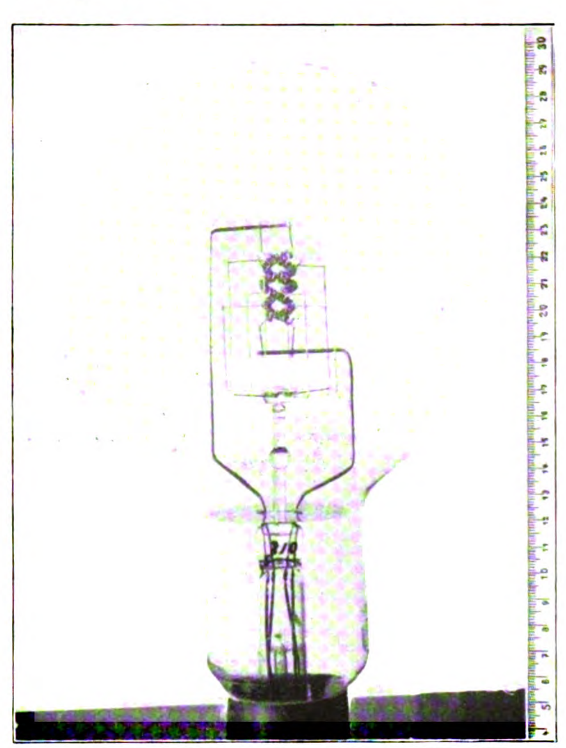
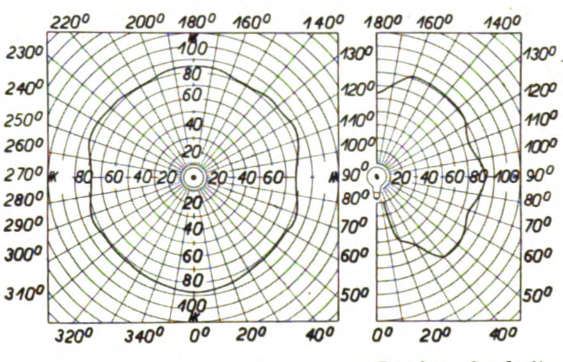


Abb. 10 Scheinwerferlampe 110 V. 2000 W. Leuchtkörper eng gebaut

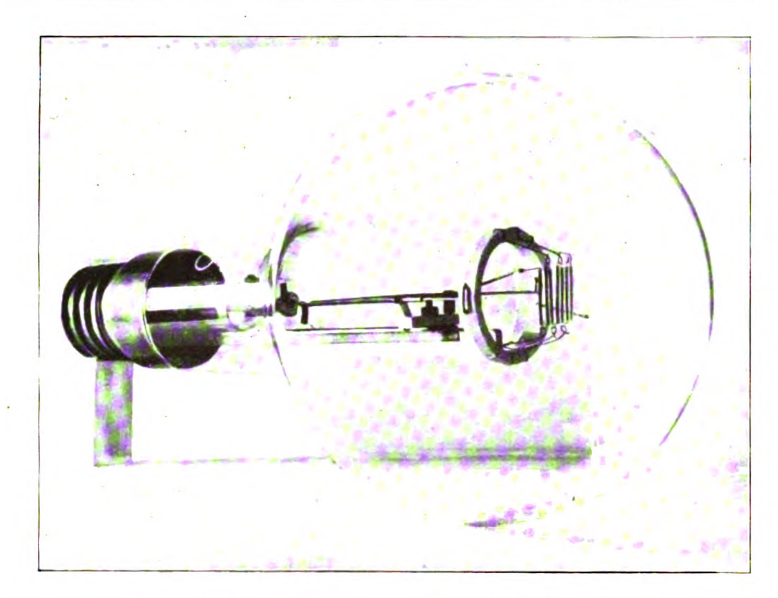


In der zur Lampenachse senkrechten Ebene

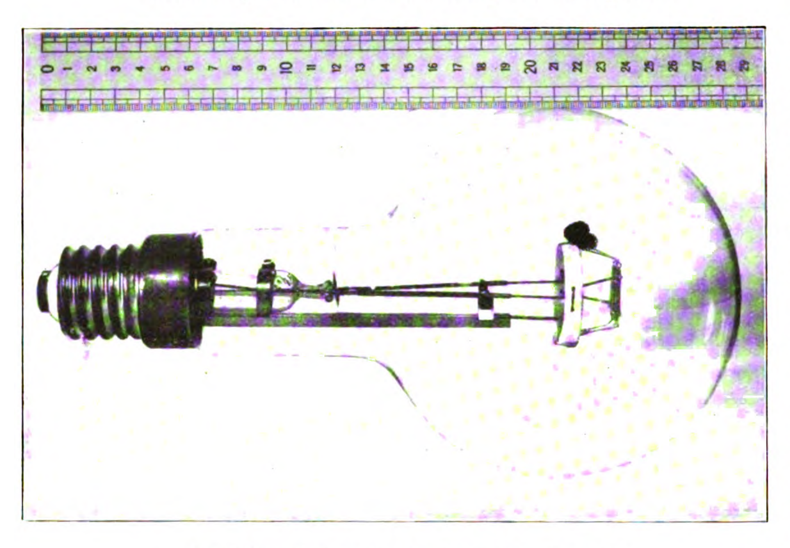
In einer durch die Lampenachse gehenden Ebene

Abb. 11. Lichtverteilungskurven für Scheinwerferlampen von 1000 Lumen (mit eng gebautem Leuchtkörper)

In neuerer Zeit ist es der Glühlampentechnik gelungen, eine noch stärkere Zusammendrängung des Leuchtsystems zu erzielen (Abb. 9 und 10). Die eng gedrängte Anordnung der Leuchtkörper hat eine hohe mittlere Leuchtdichte zur Folge. Die Lampen sind daher zur Erzeugung eines Lichtbündels von großer Maximalintensität vor-



Projektionslampe 110 V. 1000 W. Form A
Leuchtkörper in einer Ebene, schräg von vorn gesehen



Projektionslampe 110 V. 1000 W. Form A
Leuchtkörper in einer Ebene, von der Seite gesehen

Abb. 12

trefflich geeignet. Lampenabmessungen und photometrische Eigenschaften sind aus vorstehender Übersicht zu entnehmen.

Abb. 11 zeigt die Lichtverteilung einer Lampe von dieser Form, die für beide Typen gilt, da sie nahezu gleiche Lichtverteilung haben. Charakteristische Merkmale sind fast vollkommene Kreisform in der Ebene senkrecht zur Lampenachse und nahezu gleichmäßige Ausstrahlung in einem Winkel von 2×100^0 in den durch die Lampenachse gehenden Ebenen. Diese Lampen, die sich zurzeit nur für Spannungen bis zu 110 Volt anfertigen lassen, stellen hinsichtlich der Leuchtdichte einen großen Fortschritt gegenüber den in Abschnitt 3a und 3b besprochenen dar. Für höhere Spannungen besteht vorläufig noch keine Möglichkeit, das Leuchtsystem in dieser Weise zu konzentrieren. Mit diesen Lampen sind infolge ihrer günstigen Lichtverteilungs- und Leuchtdichteeigenschaften bereits auf anderen Gebieten der Scheinwerfertechnik gute Ergebnisse erzielt worden, sie werden sich daher ohne Zweifel auch in Leuchtfeuern bewähren.

4. Der Leuchtkörper ist in einer Ebene angeordnet

Für Optiken, die nicht eine gleichmäßige Ausstrahlung im vollen Kreisumfang der Horizontalebene bezwecken, sondern ein Lichtbündel mit bestimmter Hauptausstrahlungsrichtung erzeugen sollen, z. B. für Parabolspiegel oder für Fresnel-Ringlinsen, sind Lampen erforderlich, deren Leuchtkörper in einer Ebene angeordnet ist. Bei diesen Lampen sind zwei Typen zu unterscheiden:

A) Die Hauptausstrahlungsrichtung fällt mit der Lampenachse zusammen.

B) Die Hauptausstrahlungsrichtung steht senkrecht zur Lampenachse.

Als Beispiel für die erste Art sei die Lampe 110 Volt / 1000 Watt genannt, die in Abb. 12 dargestellt ist. Leuchtkörpergröße, äußere Abmessungen und photometrische Werte gehen aus folgender Übersicht hervor:

Tabelle 3c

Scheinwerferlampen mit eng gebautem Leuchtsystem

Lampentype	Kolben ⌀ mm	Gesamtlänge mm	Lichtschwerpunktshöhe mm	Leuchtkörpergröße Breite × Höhe mm²	HK_{max}	HK_{max}/mm^2	Lumen
110 V 1000 W	120	200	140	13 × 18 = 234	1680	7,2	20200
110 V 2000 W	170	250	160	15 × 27 = 405	2360	8,3	40400

Tabelle 4a

Lampentype; 110 Volt / 1000 Watt, Projektion Form A

Kolben ⌀ mm	Gesamtlänge max. mm	Lichtschwerpunktshöhe mm	Leuchtkörpergröße Breite × Höhe mm²	HK⊥	HK⊥/mm²	Lumen
150	295	235	19 × 19 = 361	2820	7,8	22000

Die Lichtverteilungskurven sind in zwei durch die Lampenachse gehenden Ebenen aufgenommen, und zwar steht eine Ebene senkrecht (Abb. 13),

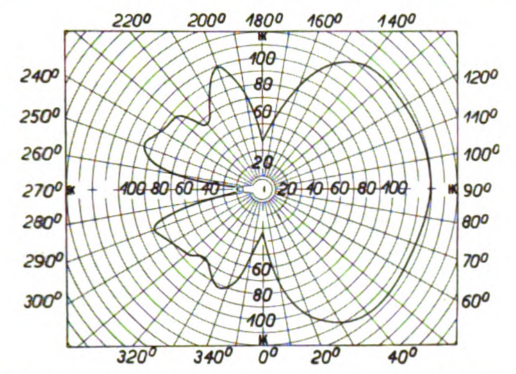


Abb. 13. Lichtverteilungskurve für Projektionslampen Form A von 1000 Lumen in der durch die Lampenachse gehenden, zu den Leuchtkörperwendeln senkrechten Ebene (Leuchtkörper in einer Ebene)

die andere parallel zu den Leuchtkörperwendeln (Abb. 14). In Abb. 13 verläuft die Lichtverteilungskurve innerhalb eines Winkels von 120° nahezu konstant, nämlich solange sich die einzelnen Leuchtkörpersäulen nicht gegenseitig überdecken.

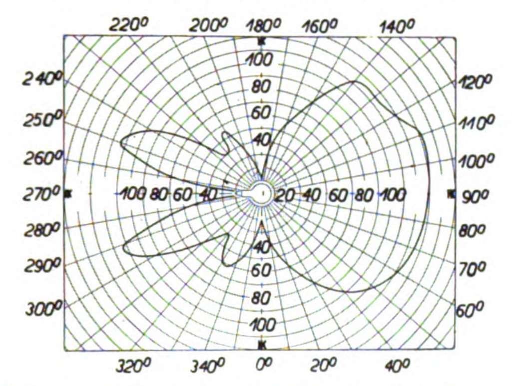


Abb. 14. Lichtverteilungskurve für Projektionslampen Form A von 1000 Lumen in der durch die Lampenachse gehenden, zu den Leuchtkörperwendeln parallelen Ebene (Leuchtkörper in einer Ebene)

In Abb. 14 ist der Winkel, in dem eine konstante Lichtstärke ausgestrahlt wird, erheblich kleiner.

Für die Ausführung B der Lampen, deren Leuchtkörper in einer Ebene angeordnet ist, sei als Beispiel die Lampe 75 Volt / 2000 Watt gewählt (s. Abb. 15). Ihre wichtigsten Maße sind in Tabelle 4b zusammengestellt.

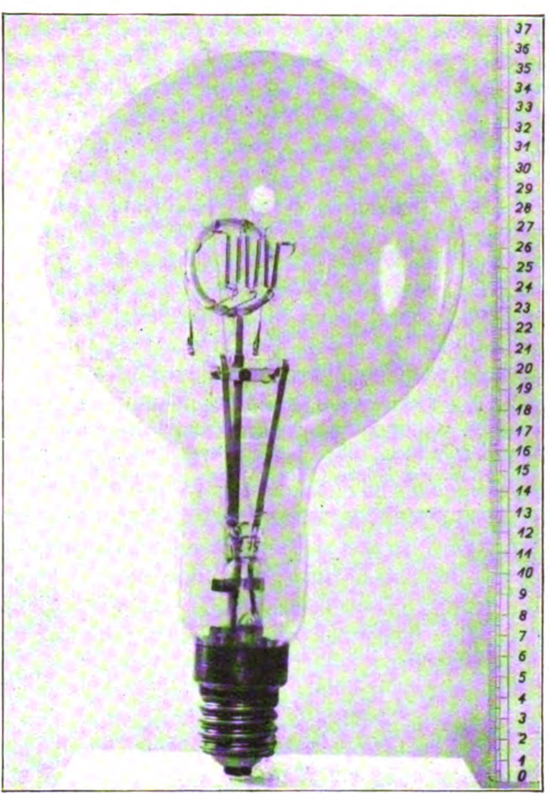


Abb. 15. Projektionslampe 75 V. 2000 W. Form B Leuchtkörper in einer Ebene

Tabelle 4b

Lampentype: 75 Volt / 2000 Watt, Projektion Form B

Kolben ⌀ mm	Gesamtlänge max. mm	Lichtschwerpunktshöhe mm	Leuchtkörpergröße Breite × Höhe mm²	HK⊥	HK⊥/mm²	Lumen
200	355	250	29 × 22,5 = 665	4550	6,85	37500

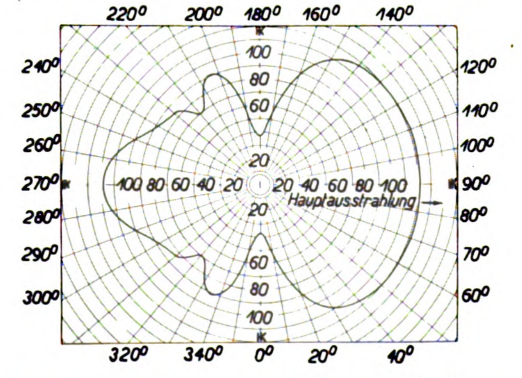


Abb. 16. Lichtverteilungskurve für Projektionslampen Form B von 1000 Lumen in der zur Lampenachse senkrechten Ebene (Leuchtkörper in einer Ebene)

Die Lichtverteilungskurve in der Ebene senkrecht zur Lampenachse (Abb. 16) ist derjenigen der Abb. 13 sehr ähnlich. Auch hier ist die Aus-

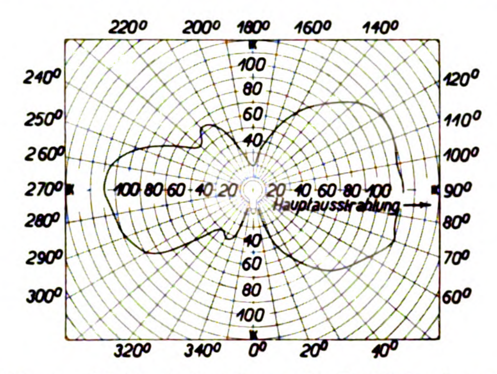


Abb. 17. Lichtverteilungskurve für Projektionslampen Form B von 1000 Lumen in der durch die Lampenachse gehenden, die Leuchtkörperebene senkrecht schneidenden Ebene (Leuchtkörper in einer Ebene)

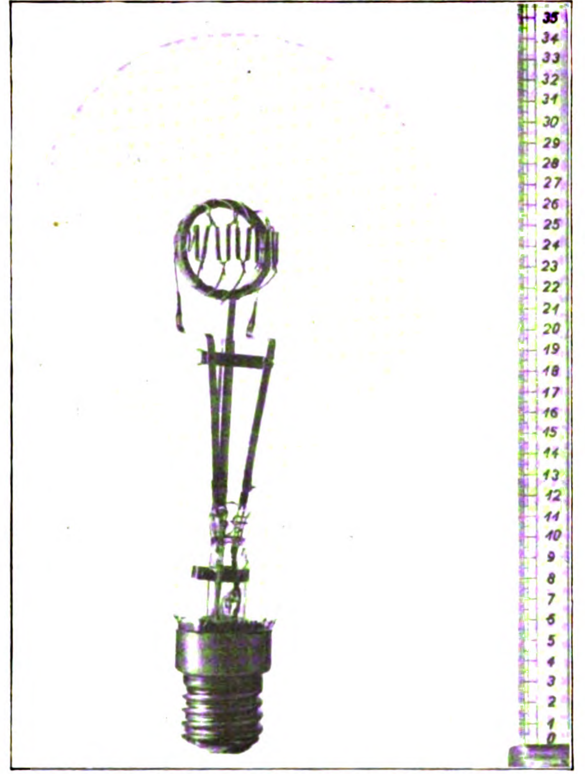


Abb. 18. Projektionslampe 75 V. 2000 W. Form B Leuchtkörper im Grundriß trapezförmig

strahlung innerhalb eines horizontalen Winkels von etwa 120° sehr gleichmäßig, während die abschattende Wirkung des Sockels nicht in Erscheinung tritt. In der Lichtverteilungskurve, die in der durch die Lampenachse gehenden, die Leuchtkörperfläche senkrecht schneidenden Ebene aufgenommen ist (Abb. 17), ist der Sockelschatten gegenüber Abb. 14 um 90° verschoben.

5. Der Leuchtkörper ist im Grundriß trapezförmig angeordnet

Werden die am Rande stehenden Leuchtkörpersäulen einer einebenigen Lampe aus der Ebene herausgesetzt, so entsteht im Grundriß eine trapezförmige Anordnung, wie in Abb. 18 wiedergegeben. Als Beispiel sei hier wieder die Lampe 75 Volt / 2000 Watt besprochen, deren Daten folgende sind:

Tabelle 5

Lampentype: 75 Volt / 2000 Watt, Projektion B, Trapezform

Kolben ⌀ mm	Gesamtlänge max. mm	Lichtschwerpunktshöhe mm	Leuchtkörpergröße Breite × Höhe mm²	HK⊥	HK⊥/mm²	Lumen
200	345	250	50 × 17 = 850	4550	5,35	34500

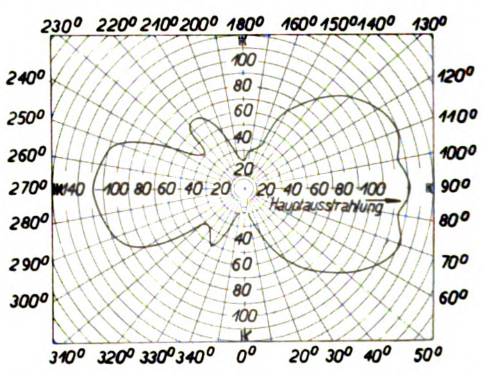


Abb. 19. Lichtverteilungskurve für Projektionslampen Form B von 1000 Lumen in der durch die Lampenachse gehenden, den Leuchtkörper symmetrisch schneidenden Ebene (Leuchtkörper im Grundriß trapezförmig)

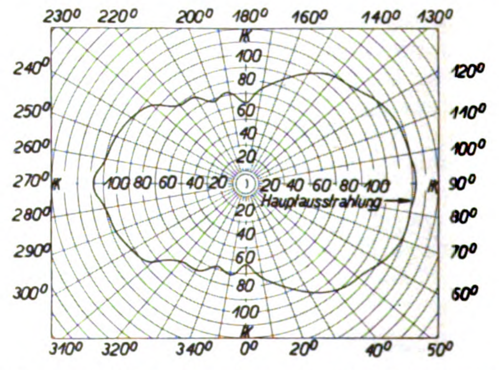


Abb. 20. Lichtverteilungskurve für Projektionslampen Form B von 1000 Lumen in der zur Lampenachse senkrechten Ebene (Leuchtkörper im Grundriß trapezförmig)

Die Lichtverteilungen sind in Abb. 19 und 20 dargestellt. Während die Lichtverteilung in der den Leuchtkörper symmetrisch schneidenden, durch die Lampenachse gehenden Ebene (Abb. 20) derjenigen der in einer Ebene angeordneten Leucht-

körper (Abb. 17) sehr ähnelt, lassen die Lichtverteilungen in den senkrecht zur Achse liegenden Ebenen (Abb. 19 und 16) deutliche Unterschiede erkennen. Die trapezförmige Anordnung der Leuchtkörpersäulen bewirkt eine Verkleinerung des Winkelbereiches, in dem eine gleichmäßige Lichtausstrahlung stattfindet, weil die gegenseitige Überdeckung der Leuchtkörpersäulen sich anders gestaltet. Die seitliche Einschnürung der Lichtverteilungskurve (Abb. 19) ist geringer, da die auf den Seitenlinien des Trapezes stehenden Leuchtkörpersäulen auch seitlich wirksam sind. Infolgedessen wird bei diesen Lampen senkrecht zur Hauptausstrahlungsrichtung in der Ebene senkrecht zur Lampenachse eine höhere Lichtstärke ausgestrahlt als bei den genau in einer Ebene angeordneten Leuchtkörpern.

In den vorstehenden Ausführungen sind alle Leuchtkörperformen der für Seezeichen und Leuchtfeuer benutzten Lampenarten beschrieben worden, jedoch konnte nur eine Auswahl von den Lampentypen jeder einzelnen Form besprochen werden. Die Tatsache, daß neben 14 normalen nicht weniger als 19 Sonderausführungen für Seezeichen und Leuchtfeuer hergestellt werden müssen, zeigt, daß vorläufig von einer Normalisierung auf diesem Gebiete keine Rede sein kann. Das bedeutet für die Glühlampenindustrie eine große Belastung und für das Seezeichenwesen einen beträchtlichen Kapitalaufwand und Zinsverlust, weil ein großer Vorrat aller Typen verfügbar gehalten werden muß. Vom wirtschaftlichen Standpunkte aus muß daher eine Vereinheitlichung und Verringerung der Zahl der Lampentypen erstrebt werden. Diesem Ziel würde man sich vor allem dadurch nähern, daß man alte, für elektrische Lampen ursprünglich nicht bestimmte Optiken allmählich durch neue, hierauf von vornherein berechnete ersetzt. Auf diese Weise würden die Lampen mit glühstrumpfförmigem Leuchtkörper (Abschnitt 1), wahrscheinlich auch diejenigen mit doppelkegelförmigem Leuchtkörper (Abschnitt 2) entbehrlich werden. Ebenso notwendig erscheint es aber, auch in neueren Optiken die alten Lampenarten gegen moderne Typen auszuwechseln. Besonders die neuesten Typen mit äußerst eng gedrängtem Leuchtkörper (Abschnitt 3 c) scheinen sehr geeignet, an Stelle einer Reihe älterer Lampentypen zu treten. Ihre höhere mittlere Leuchtdichte wird in den meisten Fällen eine größere Maximallichtstärke der Leuchtfeuer erzielen lassen. Daß sie hinsichtlich ihrer Lichtverteilungskurve z. B. den Lampen mit doppelkegelförmigem Leuchtkörper und den zylinderförmig angeordneten Leuchtkörpern sehr ähnlich sind, zeigt ein Vergleich der Lichtverteilungskurven. Die im Abschnitt 5 besprochene Lampe, deren Leuchtkörper trapezförmigen Grundriß hat, besitzt eine Lichtverteilungskurve, die eine Mittelstellung zwischen den in einer Ebene (Abschnitt 4) und den kreisförmig angeordneten Leuchtkörpern (Abschnitt 3) einnimmt. Es dürfte daher möglich sein, sie je nach den gestellten Anforderungen und der vorhandenen Optik entweder durch die normalen einebenigen Lampen oder ebenfalls durch die neuen Lampen mit eng gebautem Leuchtkörper zu ersetzen.

Im Anschluß hieran sei auf die Vorteile hingewiesen, die sich beim Betrieb mit niedrigeren Spannungen erzielen lassen, da die Glühlampenleuchtkörper für niedrigere Spannungen mit bedeutend kleinerer Ausdehnung, daher größerer mittlerer Leuchtdichte gebaut werden können und somit eine bessere Ausnutzung der Optik gestatten. Da in den meisten Fällen die größeren Leuchtfeuer ihre eigene Kraftstation haben, wäre es zweckmäßig, wenn bei Neubauten oder Umänderungen Wechselstromanlagen bevorzugt würden. Denn die Transformierungsmöglichkeit des Wechselstroms auf niedrigere Spannungen würde die Verwendung von Lampen mit kleinerem Leuchtsystem zulassen.

Bei der zukünftigen Ausgestaltung der Seezeichen- und Leuchtfeueranlagen müssen mehr als bisher auch die glühlampentechnischen Fortschritte Berücksichtigung finden. Es steht zu hoffen, daß durch den Austausch der Erfahrungen, die bei den Seezeichenverwaltungen der einzelnen Länder gemacht worden sind, das Streben nach Vereinheitlichung in der Glühlampenfrage eine Förderung erfahren wird, die für die beteiligten Länder und die Glühlampenindustrie von großem Vorteil wäre.

Zusammenfassung

Die verschiedenen Arten der Leuchtfeueroptik erfordern Lampen mit verschiedenen Leuchtkörperformen, die man in fünf Klassen einteilen kann. Die Eigenschaften dieser Leuchtkörperformen und ihre charakteristischen Unterschiede werden besprochen. Für die zukünftige Entwicklung der Lampenarten werden Richtlinien gegeben und bestimme Vorschläge gemacht.

(Eingegangen am 3. Mai 1929)

Einfluß der Zentrifugalbeschleunigung auf die Frequenz der Eigenschwingungen von Turbinenschaufeln

Von Horst v. Sanden, Hannover

Die Turbinenschaufel wird, wie üblich, als einseitig eingespannter Stab angesehen.

Bezeichnungen:

E = Elastizitätsmodul.

J = Trägheitsmoment des Querschnitts.
q = Fläche des Querschnitts.
ϱ = Dichte.
l = Länge der Schaufel.
f = Zentrifugalbeschleunigung, die für die ganze Länge der Schaufel gleich angenommen wird.

Ein x, y-Koordinatensystem wird eingeführt, wie es die Abb. 1 zeigt. Die Zahlen x und y messen Abstände in der Stabrichtung und senkrecht dazu mit der Stablänge als Längeneinheit.

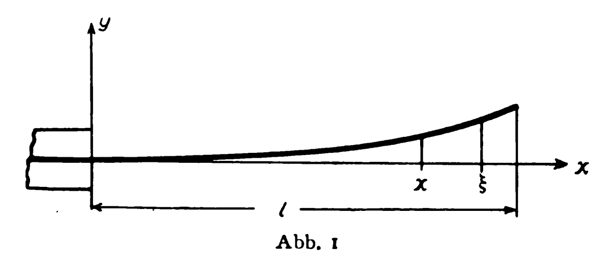


Abb. 1

Das in einem Stabquerschnitt an der Stelle x übertragene Biegungsmoment wird nach dem d'Alembertschen Prinzip durch Trägheitskräfte der Stabelemente $d\xi$ rechts davon — an den zugehörigen Hebelarmen angreifend — erzeugt und in bekannter Weise der Stabkrümmung proportional gesetzt. Man erhält so die Gleichung

$$\left.\begin{aligned}\frac{E\cdot J}{l^4}\cdot\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -\varrho\cdot q\cdot\int_x^1 \frac{\partial^2 y(\xi)}{\partial t^2}\cdot(\xi - x)\cdot d\xi\\ -\frac{\varrho q f}{l}\cdot\int_x^1 \{y(\xi) - y(x)\}\cdot d\xi,\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

deren Lösung $y(t, x)$ zu suchen ist. Als Randbedingung muß der Einspannung entsprechend

$$y(t, 0) \equiv 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial y(t, 0)}{\partial x} \equiv 0$$

sein.

Bei der hier anzunehmenden großen Steifigkeit der Schaufel liegt es nahe, die Gestalt ihrer Mittellinie durch eine ganze Funktion von x darzustellen und bereits bei niedrigem Grad eine ausreichende Genauigkeit zu erwarten.

Dies führt auf den Ansatz der Lösung:

$$y = \cos\omega t\cdot(a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + \ldots + a_n x^n), \quad (2)$$

worin ω die Kreisfrequenz der Schwingung ist, deren Bestimmung die eigentliche Aufgabe bildet.

Die Randbedingung erfüllt man durch

$$a_0 = a_1 = 0$$

und hat links und rechts y in der Gleichung (1) einzusetzen, wobei x als Integrationsgrenze und ξ als Integrationsvariabele zu nehmen ist.

Nach Ausführung der Differentiationen und Integrationen stehen links und rechts ganze Funktionen von x, da $\cos\omega t$ herausfällt, und durch Gleichsetzen der Beiwerte gleich hoher Potenzen von x erhält man die nachstehenden linearen, homogenen Gleichungen (3); (4) ... für die Beiwerte a_i.

Zur Abkürzung ist dabei

$$z = \frac{\varrho q l^4}{E J}\cdot\omega^2 \quad \text{und} \quad \frac{\varrho q l^4}{E J}\cdot\frac{f}{l} = \varphi$$

gesetzt worden.

$$\left.\begin{aligned}2\cdot a_2 = z\cdot\left(\frac{a_2}{4} + \frac{a_3}{5} + \ldots + \frac{a_n}{n+2}\right) -\\ -\varphi\cdot\left(\frac{a_2}{3} + \frac{a_3}{4} + \ldots + \frac{a_n}{n+1}\right),\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

$$2\cdot 3\cdot a_3 = -z\left(\frac{a_2}{3} + \frac{a_3}{4} + \ldots + \frac{a_n}{n+1}\right), \quad (4)$$

$$3\cdot 4 a_4 = \varphi\cdot a_2, \quad (5)$$

$$4\cdot 5\cdot a_5 = -\varphi\cdot\left(\frac{2}{3}\cdot a_2 - a_3\right), \quad (6)$$

$$5\cdot 6\cdot a_6 = z\cdot\frac{a_2}{3\cdot 4} - \varphi\cdot\left(\frac{3}{4}\cdot a_3 - a_4\right) \quad (7)$$

usw.

$$\left.\begin{aligned}(n-1)\cdot n\cdot a_n = z\cdot\frac{a_{n-4}}{(n-3)(n-2)} -\\ -\varphi\cdot\left(\frac{n-3}{n-2}\cdot a_{n-3} - a_{n-2}\right)\\ (\text{für } n \geqq 7).\end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Durch Nullsetzen der Determinante dieser Gleichungen (3) bis (8) entsteht eine Gleichung für z und damit für die Frequenz ω.

Übersichtlicher ist es, durch die Gleichungen (5) bis (8) fortlaufend alle a_i für $i \geqq 4$ durch a_2 und a_3 auszudrücken und in die Gleichungen (3), (4) einzusetzen. Mit $a_2 = 1$ erhält man so zwei Gleichungen für a_3 und durch Gleichsetzen beider Ausdrücke die gesuchte Gleichung für z.

Die Beiwerte von z sind dabei Summen von Gliedern, die von φ abhängen, deren Beträge durch Fakultäten im Nenner schnell abnehmen und die mit wechselnden Vorzeichen aufeinander folgen. Bei gegebenem φ übersieht man daher während der Rechnung unschwer, wieviel Glieder mitzunehmen sind, um z mit gewünschter Genauigkeit zu bekommen.

Bei $\varphi = 0$ ergeben die Gleichungen (3) und (4) als kleinste Wurzel, auf die es hier zuerst ankommt, $z_0 = 12{,}36$. Dies stimmt mit dem in diesem Fall bekannten Ergebnis überein.[1])

[1]) Vgl. W. Hort, Technische Schwingungslehre. Berlin 1922. S. 458.

Für andere φ zeigt nachstehende Tabelle die zugehörigen $\varkappa$.

φ	$\varkappa$
0	12,36
1	13,93
2	15,50
3	17,07
4	18,63

Die Größe

$$\frac{\varrho q l^4}{E \cdot J} = \frac{\varkappa_0}{\omega_0^2} = \frac{12,36}{\omega_0^2}$$

wird man durch Frequenzmessung bei stillstehender Turbine ermitteln. Es ist dann

$$\varphi = \frac{f}{l} \cdot \frac{\varrho q l^4}{E \cdot J} = \frac{f}{l} \cdot \frac{12.36}{\omega_0^2}.$$

Beispielsweise hat man bei einer Schaufel von 9 cm Länge eine Schwingungszahl von 600 sec^{-1} gefunden. Der Halbmesser des Läufers ist 100 cm und die Turbine macht 3000 Uml/min. Dann ist

$$f = 10^7 \text{ cm/sec}^{-2} \text{ und } \frac{\varrho q l^4}{E \cdot J} = 9 \cdot 10^{-7} \sec^2.$$

Daraus findet man $\varphi = 1$.

Über Konvergenz der Methode und ihre Erweiterung auf Schaufeln, die durch ein sogenanntes Deckband gehalten werden und veränderlichen Querschnitt haben, wird an anderer Stelle berichtet werden.

Zusammenfassung

Innerhalb gewisser Grenzen hängt das Quadrat der Eigenschwingungsfrequenz einer bestimmten Turbinenschaufel linear von der Zentrifugalbeschleunigung ab.

(Eingegangen am 25. Mai 1929)

Zur Frage des Auftretens von „äquidistanten" Gleitflächen bei plastischer Deformation von Metalleinkristallen

Von L. Tronstad [1])

(Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, Berlin-Dahlem)

Berücksichtigt man die in einem Kristall bei der Dehnung auftretenden stehenden, akustischen Wellen, die zwischen den beiden Befestigungsstellen schwingen, so läßt sich das Auftreten von gleichverteilten Gleitflächen dadurch erklären, daß die mechanische Beanspruchung in der Nähe der Knotenpunkte oder Knotenflächen einer bestimmten Oberschwingung am größten ist, insbesondere wenn sich die Amplitude dieser stehenden Welle infolge von Resonanzerscheinungen vergrößert hat.

[1]) Aus der Königlichen Technischen Hochschule Norwegens, Trondhjem, derzeit Berlin-Dahlem.

§ 1. Namentlich bei der Dehnung von Metalleinkristallen kann man beim Überschreiten der Elastizitätsgrenze das Auftreten von Gleitflächen in der Form von Gleitellipsen auf der Mantelfläche des Kristalls beobachten, und zwar kann man wohl sagen, daß diese Gleitung nur eintreten kann, wenn die Schubspannung längs der betreffenden Gleitrichtung im Kristall größer als eine gewisse Minimumsschubspannung, τ_{min}, ist.[2]) Man bemerkt auffallenderweise, mag man ein Ätzmittel benutzen oder nicht, daß die Gleitflächen in manchen Fällen, insbesondere bei Sn- und Bi-Kristallen, ziemlich äquidistant gebildet werden. Sie häufen sich nicht an einzelnen Stellen, sondern sind längs des Kristalldrahts ungefähr gleichmäßig verteilt. Man erkennt dies aus den Abbildungen 1a

a



b



c

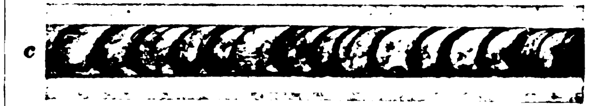


Abb. 1 a, b, c. a. Gedehnter Sn-Kristall nach Masing und Polanyi. b. „Äquidestante" Gleitschichten an einem Sn-Kristall nach Polanyi. c. Gleitschichten an einem stark gedehnten Sn-Kristall nach Polanyi.[3])

und 1 b.[4]) Bei steigender Belastung und hiermit zusammenhängender Dehnung findet die Ausgleitung in der Regel nach den zuerst gebildeten Gleitflächen weiter statt (vgl. Abb. 1 c). Es können aber in derselben kristallographischen Gleitrichtung auch neue Gleitflächen in Wirksamkeit treten,

[2]) Vgl. hierzu M. Masima und G. Sachs, Zeitschr. f. Phys. **50** (1928), 161 und die dort zitierten Arbeiten. — Weiter befindet sich eine Zusammenstellung der Ergebnisse in: G. Masing und M. Polanyi, Erg. d. exakt. Naturwiss. Bd. II (1923), 196 usw., sowie in G. Sachs, Grundbegriffe d. mech. Technologie der Metalle (Akad. Verl.-Ges. Leipzig 1925), S. 111 usw. (in W. Guertler, Der metallische Werkstoff Bd. II).

[3]) Für Abb. 1a vgl. G. Masing und M. Polanyi, a. a. O. S. 199, Abb. 8b, für Abb. 1b und c vgl. M. Polanyi, Naturwiss. **16** (1928), 288, Abb. 6a und b.

[4]) Vgl. auch die unter Anm. 2 zitierte Literatur und die dort sich befindenden Abbildungen.

was so eine weitere Teilung der ursprünglichen Gleitschichten zur Folge hat. Je nach der Natur des untersuchten Kristalls kann dazu ein zweites Gleitsystem nach einer anderen kristallographischen Richtung ausgelöst werden. Die hierdurch auf der Oberfläche gebildeten Querstreifen können ebenso wie die früheren ziemlich äquidistant auftreten.

Bei weiterer Dehnung bewirkt die Ausgleitung etweder eine Umwandlung des Kristalldrahts in ein Kristallband oder es tritt bei der steigenden Belastung an einer der Gleitflächen Bruch ein.

Rechnet man die Schubspannung längs der Gleitrichtung an der Streckgrenze aus, so findet man z. B. für *Zn* merkwürdigerweise τ_{min} nur zu etwa 100 g/mm², während die theoretische Schubfestigkeit auf die Größenordnung 100 kg/mm² zu schätzen ist.[5])

Dies eigentümliche Verhalten der Kristalle bei der Dehnung ist z. Z. nicht aufgeklärt. Die „vorzeitige" Gleitung hat man in verschiedener Weise zu erklären versucht, z. B. durch Heranziehen der Smekalschen Vorstellung über Lockerionen- oder Fehlstellen in dem Kristallgitter, aber eine einwandfreie Erklärung ist dabei noch nicht gelungen.[6])

Die Tatsache, daß die Gleitflächen bei der Dehnung so auffallend gleichverteilt auftreten können, scheint bei der Behandlung der Plastizität der Kristalle nur wenig berücksichtigt worden zu sein. — Es ist aber ebenso merkwürdig wie das Eintreten der vorzeitigen Gleitung, daß bei der Konkurrenz zwischen den Gitterflächen einzelne von diesen zu makroskopischer Gleitung ausgewählt werden, und zwar so, daß diese ausgewählten Flächen gleichverteilt liegen.[7])

Man muß annehmen, daß diese Gittergleitflächen stärker beansprucht sind als die anderen Gitterflächen, ja sogar erheblich stärker. Denn es zeigt sich ja, daß bei erhöhter Belastung, die eine erhöhte Schubspannung längs aller Gitterflächen nach der Gleitrichtung zur Folge hat, nur selten neue Gleitflächen auftreten. Wären keine Gitterflächen für die Gleitung ausgewählt, so müßten umgekehrt auch alle die gleiche Ausgleitung erfahren, und man dürfte überhaupt keine Gleitschichten beobachten. — Man könnte auch die Ursache dieser Auswahl in einer schon vorher vorhandenen Schwächung einzelner Gleitflächen suchen. Dieses ist aber vom Standpunkt der Wahrscheinlichkeit aus unverständlich, denn eine Schwächung sollte ja dann ungeordnet auftreten. Es bleibt so nur die erste Erklärungsmöglichkeit übrig.

Wir werden in dieser Arbeit versuchen, auf diese Erklärungsmöglichkeit näher einzugehen, und zwar werden wir unter Berücksichtigung des Auftretens stehender, akustischer Wellen sehen, daß in bestimmten Flächen wirklich eine Vergrößerung der Schubspannung auftreten kann. Die entwickelten Vorstellungen werden zum Teil auch Auskunft über die Ursache des Eintretens der „vorzeitigen" Gleitung geben.

§ 2. Der belastete Einkristall kann nach der Akustik als ein eingespannter Stab oder als ein biegungssteifer Draht betrachtet werden. Da dieser Kristall somit schwingungsfähig ist, können auch stehende akustische Wellen in ihm erregt werden, z. B. dadurch, daß bei der Dehnung kleine Erschütterungen in der Belastungseinrichtung vorhanden sind oder dadurch, daß kleine Variationen in der Last auftreten.[8]) Dazu kommt, daß eine gleichmäßige Dehnung selbst eine akustische Welle erregen kann. Die durch die vergrößerte Belastung, dP, hervorgebrachte Verlängerung des Drahtes kommt nämlich dadurch zustande, daß die Atome oder größere Partikel[9]) in dem belasteten Ende auseinandergerückt werden, und zwar weiter, als es der neuen Gleichgewichtslage entspricht. Der Impuls pflanzt sich mit Schallgeschwindigkeit durch den Draht weiter fort. Wenn die Dämpfung gering ist und die Beanspruchung geringer als die Elastizitätsgrenze, so pendeln die schwingenden Partikel wieder zurück, und zwar auch jetzt wieder über ihre Gleichgewichtslage hinaus. Hierdurch entsteht eine akustische Welle. Wenn nun die Befestigungseinrichtungen mit dieser nicht mitschwingen können, z. B. wenn ihre Masse groß gegen die des Drahts ist, wird die Welle an diesen Stellen mit entgegengesetzter Phase reflektiert. Es bildet sich eine stehende longitudinale Welle aus. Man denke z. B. an eine schwingende Spiralfeder. Wird die Dehnung fortgesetzt, so können neue Schwingungen erzeugt werden, und bei kleiner Dämpfung können sich diese Einzelwellen zu einer stehenden Welle mit merkbarer Amplitude super-

[5]) Vgl. M. Polanyi und E. Schmid, Naturwiss. **17** (1929), 301.

[6]) Vgl. M. Polanyi und E. Schmid, a. a. O.

[7]) Die Frage wurde besonders klar von Herrn Geheimrat Haber nach dem Vortrag von Herrn Dr. G. Sachs im Kaiser Wilhelm-Institut für phys. Chemie und Elektrochemie, Berlin-Dahlem, 4. März 1928 gestellt; sie konnte aber damals nicht beantwortet werden.

[8]) Daß die Last-Dehnungskurve einen rhythmischen Verlauf hat (vgl. z. B. G. Masing und M. Polanyi, a. a. O. S. 200), zeigt, daß eine solche Erregungsmöglichkeit besteht. Anmerkung bei der Korrektur: Neulich ist übrigens aus dem Jofféschen Institut eine Arbeit erschienen [M. Classen-Nekludowa, Über die sprungartige Deformation, Zeitschr. f. Phys. **55** (1929), 555], welche auch mit Hilfe verfeinerter Meßeinrichtungen an Steinsalz und Messing zeigt, daß das Ausgleiten abhängig von der Temperatur sprungweise erfolgt.

[9]) Vgl. hierzu M. Born und Th. v. Kármán, Phys. Zeitschr. **13** (1912), 297. Sie nehmen Gruppen, in denen die Kopplung zwischen den Atomen stärker ist, als sonst im Gitter, als akustisch schwingende Partikel an.

ponieren. Es kann so elastische Energie als Schwingungsenergie dieser Welle in dem Draht aufgespeichert werden.[10])

Die in irgendeiner Weise erregte elastische Transversal- oder Longitudinalwelle, wird in der Regel an den beiden Einspannungs- oder Einschnürungsstellen Knotenpunkte haben, indem die Welle aller Wahrscheinlichkeit nach mit entgegengesetzter Phase reflektiert wird. Außer der Grundschwingung sind in dem schwingungsfähigen Kristall auch beliebig viele Oberschwingungen vorhanden. Die Knoten dieser Schwingungen teilen immer den Draht oder den Stab in aliquote Teile, die demnach von der Wellenlänge der betreffenden Oberschwingung bestimmt sind. Wird jetzt angenommen, daß das Gleiten immer in der Nähe der Knotenpunkte von einer dieser Schwingungen eintritt, so müssen die Gleitflächen notwendigerweise gleichverteilt auftreten und die Dicke der Gleitschichten wird ungefähr gleich sein, und zwar ist ihre durchschnittliche Dicke gleich der halben Wellenlänge dieser kritischen Oberschwingung. — Daß diese Annahme plausibel ist, soll später bewiesen werden.

§ 3. Nachdem wir es wahrscheinlich gemacht haben, daß überhaupt stehende akustische Wellen auftreten können, werden wir zeigen, daß die Welle stellenweise Änderungen in der von der Belastung hervorgebrachten Schubspannung bewirkt.

Zuerst sei Einfachheit halber ein dünner Kristalldraht als Probekörper betrachtet. Dieser gibt bei der Erregung eine stehende akustische Grundwelle mit zugehörigen Oberschwingungen, die man leicht ausrechnen kann. Unabhängig davon ob longitudinale oder transversale stehende Wellen vorhanden sind, werden die Dichteschwankungen und hiermit auch die Verschiebungen der schwingenden Partikel gegeneinander in der Nähe der Knotenpunkte am größten sein. Eben an diesen Stellen müssen somit auch die größten mechanischen Beanspruchungen auftreten.

Wir nehmen nun z. B. zunächst in dem Draht nur longitudinale sinusförmige Schwingungen an, und betrachten weiter den Schwingungszustand in irgendeinem Knoten in dem Moment, in dem die Verschiebung am größten ist[11]), und die hierdurh bewirkte Zugspannung δ_{Ak} ein Maximum zeigt (Punkt *A* in Abb. 2). Diese Zugspannung nimmt in diesem Moment nach der Mitte eines Bauches hin allmählich ab und in der Mitte des Bauches wird die elastische Welle überhaupt keine mechanische Beanspruchung verursachen, da hier keine Verschiebungen der Partikel gegeneinander vorhanden sind. In den Knoten aber herrscht die resultierende Zugspannung $\delta_R = \delta'_{Ak} + \delta_{Last}$.[12]) Eine Viertelperiode nachher sind die schwingenden Partikel wieder in der Gleichgewichtslage, die Zugspannung δ_{Ak} ist jetzt gleich 0, und die resultierende Zugspannung $\delta_R = \delta_{Last}$. In der darauf folgenden Viertelperiode tritt eine Kompression der Partikel in den Knotenstellen ein (vgl. auch Abb. 3b), d. h. die akustische Welle bewirkt eine Druckspannung $\div \delta_{Ak}$ und wird in dieser Halbperiode der Zugspannung δ_{Last} entgegenwirken, was eine Entlastung des Kristalldrahts an diesen Stellen zur Folge hat. Die Entlastung ist in der Mitte der Halbperiode am größten, und zwar ist dann die resultierende Zugspannung $\delta_R = \delta_{Last} \div \delta_{Ak}'$ (Punkt *B* in Abb. 2).

Die erwähnte Belastungsänderung in einem Knotenpunkt während einer Periode geht deutlich aus Abb. 2 hervor. Es ist in ihr die konstante

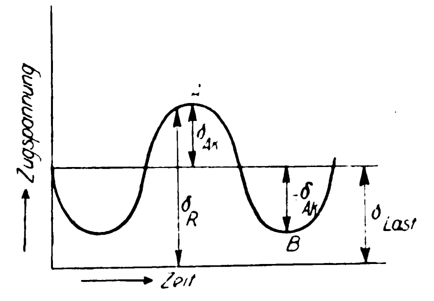


Abb. 2. Die Einwirkung einer stehenden Longitudinalwelle auf den Spannungszustand eines Kristalldrahts in einem Knotenpunkt der stehenden Welle in Abhängigkeit von der Zeit schematisch wiedergegeben

Belastungszugspannung δ_{Last} eingezeichnet. Zu dieser superponiert sich die von der stehenden akustischen Welle bewirkte Spannung δ_{Ak}. Diese beiden Spannungen geben zusammen die variierende resultierende Zugspannung δ_R. Es ist angenommen, wie auch früher erwähnt, daß sich die Verschiebung sinusförmig ändert.

Durch Zerlegung der resultierenden Zugspannung δ_R längs der Gleitrichtung, erhalten wir auch eine in ähnlicher Weise mit der Periode der akustischen Schwingung variierende resultierende Schubspannung τ_R.

Die absolute Größe von δ_{Ak}, und hiermit auch die Größe der entsprechenden Schubspannung τ_{Ak}, hängt von der Amplitude und der Form der stehenden Welle ab, indem eine größere Verschiebung und hiermit verknüpfte Spannung von

[10]) Die Erregung von akustischen Schwingungen wird auch später besprochen.

[11]) Wir haben zunächst vorausgesetzt, daß die Verschiebungen so gering sind, daß das Hookesche Gesetz gültig ist. Dann ist eine Proportionalität zwischen Verschiebung und Spannung einleuchtend.

[12]) Es wird hier vorausgesetzt, daß die von der Belastung bewirkte Zugspannung in allen Gitterebenen der Gleitrichtung gleich groß ist, eine Annahme, die aber nur qualitativ richtig ist, denn die Übertragung der Kraft geschieht sicher auch in der Form einer elastischen Welle.

einer größeren Amplitude bedingt ist. Dies ergibt sich unmittelbar aus den folgenden Abbildungen. In ihnen ist ein Draht dargestellt, der in vier aliquoten Teilen schwingt. Eine kleine Amplitude entspricht kleinen Verschiebungen und auch kleinen Spannungen (Abb. 3a). Umgekehrt bewirkt eine

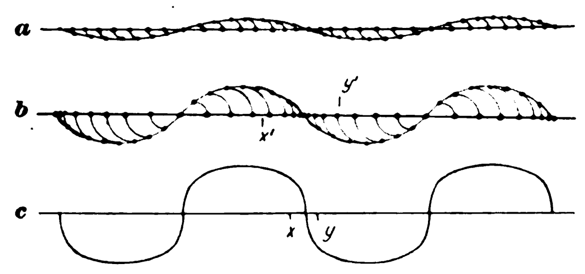


Abb. 3a, b und c. Die Einwirkung der Amplitude und der Form der stehenden Longitudinal- oder Transversalwelle auf die Größe der gegenseitigen Verschiebungen der schwingenden Partikel. a) Kleine gegenseitige Veschiebungen. b) Größere gegenseitige Verschiebungen. c) Starke gegenseitige Verschiebungen, die insbesondere in der Nähe der Knoten auftreten werden. Übersichtlichkeit halber ist die Longitudinalwelle hier nicht eingezeichnet

größere Amplitude größere Verschiebungen, die mit erheblichen Spannungsvergrößerungen verknüpft sein können (Abb. 3b). Daß die Form der Welle einen Einfluß hat, ergibt sich insbesondere aus Abb. 3c. Wenn die Welle diese Form hat, sind die Verschiebungen gegeneinander, z. B. in dem Gebiet in der Nähe der Knoten deutlich größer als an den anderen Stellen, und in diesem Falle wird die von der elastischen Welle hervorgebrachte Spannungsänderung hauptsächlich in dem ziemlich scharf begrenzten Gebiet $x—y$ auftreten, während z. B. in Abb. 3b die Welle in dem ausgedehnteren Gebiet $x'—y'$ ziemlich gleiche Spannungen verursacht. Man sieht auch aus diesen Abbildungen, daß in der Mitte der Bäuche nur kleine Verschiebungen auftreten werden.

Wir haben bisher nur longitudinale Schwingungen angenommen. — Aber auch wenn transversale vorhanden sind, lassen sich ähnliche Betrachtungen anstellen. Wir wollen aber nur kurz auf diese eingehen. Die stehende transversale Welle kommt durch Verschiebungen der Partikel längs der Gleitrichtung zustande, denn die große Beweglichkeit ist ja eben die charakteristische Eigenschaft dieser Richtung.[13]) Jedenfalls ist dies immer der Fall, wenn die Gleitrichtung günstig zu der Drahtachse liegt, und keine kristallographisch günstigere Verschiebungsrichtung vorhanden ist. Die Verschiebung bewirkt im Falle transversaler Schwingungen in den Gleitebenen unmittelbar eine Schubspannung, die aber dauernd ihre Richtung verändert, indem ja der Draht in beliebiger Richtung auspendeln kann. Diese Schubspannung muß auch diesmal von Amplitude und Form der Welle abhängig sein, und da die Verschiebungen auch diesmal in der Nähe der Knotenstellen am größten sind, werden hier die größten mechanischen Beanspruchungen auftreten. (Vgl. hierzu auch Abb. 3a, b und c). Die Begrenzung der stärker beanspruchten Gebiete hängt wieder von der Form der Welle ab. Ist sie so, wie sie Abb. 3a zeigt, so ist dieses Gebiet ausgedehnt, dagegen in Abb. 3c schärfer begrenzt. — Wenn wir bedenken, daß die transversale stehende Welle nur durch Verschiebung der schwingenden Partikel längs der Gleitrichtung zustande kommt (wie es z. B. Abb. 4 zeigt), und

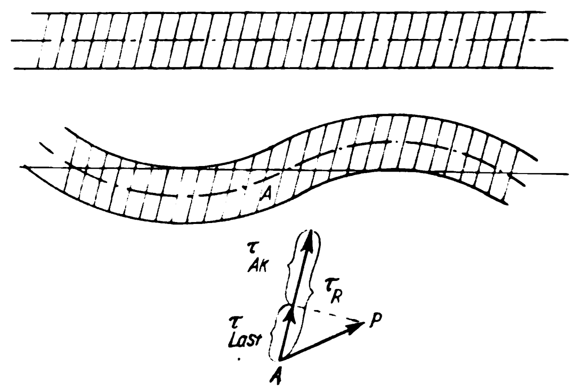


Abb. 4. Die Einwirkung einer Transversalwelle auf die Schubspannung zwischen den Gitterebenen eines belasteten Kristalldraht. Das Diagramm illustriert die Schubspannungsvergrößerung in einem Knotenpunkte

daß die von der Belastung bewirkte Längskraft P längs der Achse des gebogenen Drahts wirkt, so verstehen wir, daß auch in diesem Falle eine Vergrößerung der resultierenden Schubspannung in der Nähe von den Knoten auftreten kann. Die resultierende Spannung variiert auch jetzt zwischen einem Maximalwerte $\tau_R = \tau_{Last} + \tau_{Ak}$, und einem Minimalwerte $\tau_R = \tau_{Last} \div \tau_{Ak}$, welche erreicht werden, wenn die Verschiebung mit der von der Belastung in der Gleitebene hervorgebrachten Maximalschubspannung zusammenfällt oder dieser entgegengerichtet ist.

§ 4. Die Frage ist jetzt, wie die Gleitung zustande kommt. Wir haben gesehen, daß sich bei der Dehnung in dem Kristalldraht stehende Wellen bilden, die an gewissen Knotenstellen eine mit der Periode der Schwingung variierende Schubspannung τ_{Ak} verursachen. Über ihre Größe können wir vorläufig nichts aussagen. Wir wissen aber, daß sie erheblich werden kann, wenn die gegenseitige Verschiebung der schwingenden Partikel groß ist.

Wie man später sehen wird, ist es notwendig

[13]) Schon W. Voigt [Wied. Ann. 39 (1890), 432] hat an Kalkspat ausgerechnet, daß eine Ebene kleinsten Widerstandes gegen Verschiebung nahe mit der kristallographischen Gleitrichtung zusammenfällt.

zu erwarten, daß bei allmählich steigender Belastung bei einer gewissen Last die resultierende maximale Schubspannung τ_R sehr wohl größer als die für eine Gleitung notwendige Schubspannung werden kann. Infolgedessen tritt dann Gleitung an diesen stark beanspruchten Gittergleitflächen sofort ein. Da diese Flächen in der Nähe von Knotenstellen einer akustischen Oberschwingung des Drahtes liegen müssen, versteht man sofort, warum eine ziemlich gleichmäßige Verteilung der Gleitflächen zu beobachten ist. Diese von der Last und der Welle verursachte Schubspannung τ_R nimmt aber im Laufe einer halben Periode, jedenfalls im Falle einer Longitudinalwelle, bis zu einem Minimum ab. Ebenso wie die von der Welle bewirkte Schubspannung genügte, um Gleitung hervorzubringen, muß sie jetzt die Gleitung verhindern, indem jetzt die Resultantschubspannung $\tau_R = \tau_{Last} \div \tau_{Ak}$ ist.[14]) So muß auch die Ausgleitung periodisch stattfinden. Nach den Ruheperioden tritt also wieder Gleitung ein, obwohl die Gleitfläche als verfestigt zu betrachten ist. Da aber die Schwingungszahl der betreffenden Welle groß ist (vgl. die unten folgende Ausrechnung), ist dieses sprungweise Gleiten wohl schwer zu beobachten. Jedenfalls kann das von G. Masing und M. Polanyi [15]) erwähnte ruckweise Ausgleiten nicht unmittelbar mit dem periodischen Gleiten, wie es nach den vorangehenden Ausführungen zu erwarten ist, in Zusammenhang gebracht werden.

Bei steigender Belastung findet das Ausgleiten meistens nach den zuerst gebildeten Gleitflächen weiter statt. Neue Gleitflächen können nach unserer Auffassung nur in der Nähe der schon vorhandenen Knoten, oder durch Veränderung der Anzahl der Knotenpunkte auftreten, vorausgesetzt, daß keine Unregelmäßigkeiten im Kristalldraht vorhanden sind.

§ 5. Nun erhebt sich die Frage, warum die Gleitflächen in der Nähe der Knoten einer bestimmten Oberschwingung, also bei einer kritischen Schwingung auftreten.

Die Schwingungszahl n der transversalen Grundschwingung des Drahtes ist durch folgende Formel gegeben:

$$n = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{p}{d}}.$$

Für die longitudinale Grundschwingung erhalten wir:

$$n = \frac{100}{2l}\sqrt{\frac{\varepsilon}{s}}.$$

Hier ist l die Drahtlänge, p die Belastung, d die Masse pro Längeneinheit, ε die Elastizitätsmodul und s das spezifische Gewicht. Die Schwingungszahlen der Oberschwingungen sind Multipla von n. Nach den beiden Formeln versteht man, daß bei steigender Belastung im Falle der Transversalschwingungen die Schwingungszahlen unmittelbar vergrößert werden, was ja auch der Erfahrung entspricht, während sie im Falle der Longitudinalschwingungen unverändert bleiben, oder eher infolge der Längen- und Dichteänderung verkleinert werden.

Wenn man nun annimmt, daß im vorliegenden Falle die erregende Kraft periodisch ist, und bedenkt, daß diese Kraft mit dem schwingenden Draht elastisch gekoppelt ist, so ergibt sich, daß im Draht wahrscheinlich keine freien, sondern erzwungene Schwingungen entstehen, und zwar mit der Frequenz der eingeprägten Kraft. Die Lage der Eigenfrequenzen des angeregten Drahts hat dann nur auf die Amplitude der erzwungenen akustischen Welle einen Einfluß.[16]) Ist die eingeprägte Kraft sinusförmig, so sind die Schwingungsverhältnisse besonders einfach. Wenn die eingeprägte Kraft eine beliebige periodische Form hat[17]), sind die Verhältnisse verwickelter aber ähnlich. Denn diese Kraft kann nach Fourier in sinusförmige Teilkräfte zerlegt werden, die im Draht eine Reihe von Einzelwellen verursachen. Durch Superposition entsteht aus diesen eine resultierende Welle, die in derselben Weise abhängig von der eingeprägten Kraft ist. Von den auf Grund der Fourierzerlegung erhaltenen Teilschwingungen werden aber diejenigen besonders stark übertragen, deren Frequenz in der Nähe einer der Eigenfrequenzen des Drahts liegt, weil diese infolge geringer Dämpfung stark bevorzugt werden. — Durch die Belastung des Drahts werden aber insbesondere im Falle von Transversalschwingungen die Eigenschwingungen des Drahts erhöht. Wenn so bei einer gewissen Belastung eine gute Resonanz zwischen der erregenden Kraft und einer der Oberschwingungen des Drahts möglich ist, so kann die Amplitude der Resonanzwelle sich um das mehrfache vergrößern, ja bei vollkommener Resonanz theoretisch sogar unendlich werden. Infolge der großen gegenseitigen Verschiebungen in der Nähe der Knoten kann dann sehr wohl die Schubbeanspruchung an diesen Stellen eine Gleitung bewirken. — Hier liegt ein Fall vor, der übrigens große Ähnlichkeit mit einem

[14]) Im Falle von Transversalwellen ist es auch denkbar, daß infolge der Richtungsänderung der akustischen Beanspruchung eine Art von Ermüdung der Gittergleitflächen in der Nähe der Knoten eintritt, und daß dies die primäre Ursache der Gleitung ist.

[15]) G. Masing u. M. Polanyi, a. a. O. Vgl. Anm. 8.

[16]) Vgl. Geiger-Scheel, Handb. d. Phys. 8 (1927), 37.

[17]) Daß die eingeprägte Kraft periodisch ist, läßt sich sehr wohl annehmen. Z. B. kann sie von irgendeiner elastischen Eigenschwingung der Belastungseinrichtung verursacht werden.

bekannten Vorlesungsversuch von des Coudres hat.[18])

Unsere Vorstellung ist auch haltbar, wenn man Longitudinalwellen berücksichtigt; denn, wenn wir die angegebene Formel näher betrachten, sehen wir, daß eine Belastung durch die von ihr bewirkten Längen und Dichteänderungen die Eigenschwingungen des Drahts beeinflußt.

Das Auftreten der charakteristischen Gleitschichten bei der Dehnung eines Kristalldrahts läßt sich also folgendermaßen erklären: Die Gleitung kommt dadurch zustande, daß die der durchschnittlichen Schichtdicke entsprechende transversale oder auch longitudinale Oberschwingung bei der kritischen Belastung eine gute Resonanz mit der eingeprägten Kraft gibt.

Die Experimente zeigen ferner, daß sich bei steigender Belastung das Ausgleiten nach den zuerst gebildeten Gleitflächen fortsetzt. Da die Eigenfrequenz der anregenden Kraft wohl als wenig veränderlich anzusehen ist, muß man annehmen, daß auch bei weiterem Dehnen die nötige Resonanz dadurch erhalten bleibt, daß auch die Eigenfrequenzen des Drahts innerhalb gewisser Grenzen unveränderlich bleiben.[19]) Es können ja aber auch neue Gleitflächen gebildet werden und diese müssen dann an mehr zufällig geschwächten Stellen des Kristalls oder auch in der Nähe der Knoten einer neuen Resonanzwelle liegen. Ebenso wie die Bruchbildung, muß man wohl das starke Ausgleiten an einer bestimmten Gleitfläche, die die Bandbildung bewirkt, einer mehr zufälligen Schwächung einer der Flächen zuschreiben.

Auch wenn die akustische Welle nicht unmittelbar von einer von außen wirkenden periodischen Kraft erregt wird, sondern nur durch die Dehnung selbst, läßt sich sehr wohl erklären, weshalb die Gleitung in der Nähe der Knoten einer kritischen Oberschwingung eintritt. — Wir haben ja schon früher auseinandergesetzt, daß die allmählich steigende Belastung periodische elastische Schwingungen im Draht bewirkt. Sie werden zum Teil an den Befestigungsstellen des Drahts mit umgekehrter oder unveränderter Phase reflektiert, und somit entsteht eine stehende Welle. Erfolgen die am Ende erzeugten wellenartigen Impulse regelmäßig, so liegen die Knoten der erzeugten elastischen Welle um so näher je rascher die Einzelimpulse aufeinander folgen; sie entsprechen somit einer höheren Oberschwingung des Drahtes.[20]) Sind diese Impulse nicht regelmäßig, so erhalten wir auch keine regelmäßigen Schwingungen und die elastischen Wellen können sich gegenseitig vernichten. Es besteht aber folgende Möglichkeit für eine regelmäßige Erregung: Da die Befestigungseinrichtung mit dem Draht elastisch gekoppelt ist, werden die in dem Draht bei der Dehnung entstandenen periodischen Schwingungen auf diese rückwirken. Sie nimmt aber insbesondere die Schwingungen auf, die mit ihrer Eigenfrequenz übereinstimmen; man kann dies vielleicht so ausdrücken, daß die Befestigungseinrichtung wie ein Akkumulator für elastische Schwingungen gewisser Frequenz wirkt. Bei der Rückwirkung auf den Draht werden dann nur periodische Impulse erteilt, die der Eigenschwingung der Befestigungseinrichtung entsprechen. Wenn diese Frequenz und die Frequenz einer der Oberschwingungen des Drahts miteinander gut übereinstimmen, wird eine Vergrößerung der Amplitude der entsprechenden stehenden Welle eintreten können (Resonanz). Völlige Übereinstimmung tritt ein, z. B. wenn die Eigenfrequenz der Befestigungseinrichtung:

$$n = \frac{v}{\lambda} \sim \frac{v \cdot m}{l}$$

ist; hier ist v die Schallgeschwindigkeit, λ die Wellenlänge der stehenden Welle, l die Drahtlänge und m die Zahl der Knotenpunkte. — Die Formel ist streng nur für höhere Knotenzahlen gültig. Die Amplitude dieser Welle kann möglicherweise so starke gegenseitige Verschiebungen zur Folge haben, daß auch in diesem Falle Gleitung in der Nähe der Knotenpunkte auftreten muß. — Die für die elastische Welle nötige Energie wird bei der Dehnung geliefert. Die vernichteten Wellen geben ihre Energie als Wärme ab.

§ 6. Es ist bis jetzt nur ein drahtförmiger Probekörper behandelt worden. In den praktischen Fällen liegen aber Beispiele vor, in welchen man den eingespannten Kristall nicht als einen akustisch schwingenden Draht betrachten kann, sondern, wie früher erwähnt, vielmehr als einen eingespannten Kristallstab. Aber auch ein solcher Stab schwingt bei Anregung ähnlich wie früher geschildert mit einer Grundschwingung und entsprechenden Oberschwingungen.[21]) Die longitudi-

[18]) Auf diesen Versuch hat mich Prof. Freundlich aufmerksam gemacht. Um die Wirkung von Resonanz zu zeigen, ließ des Coudres einen Elektromotor mit steigender Umlaufszahl auf irgendeiner Unterlage laufen. Bei einer gewissen Umlaufszahl tritt Resonanz zwischen den Eigenschwingungen der Unterlage und denen des Motors ein, und diese Resonanz hat starke Erschütterungen zur Folge. Bei noch höherer Umlaufszahl wird die Resonanz aber verschlechtert, und der Motor läuft wieder ruhig, bis aufs neue Resonanz mit einer höheren Eigenschwingung auftritt. — Daß so die Resonanzerscheinungen auch bei technischen Problemen, z. B. bei der Fundamentierung von Maschinen, berücksichtigt werden müssen, ist schon lange bekannt.

[19]) Wenn unsere Vorstellung richtig ist, liegt es nahe, die Ursache der Verfestigung auch in einer verschlechterten Resonanz zu suchen.

[20]) Nach der Wellenlehre ist die Schwingungszahl der stehenden Welle der Wellenlänge umgekehrt proportional.

[21]) Vgl. Geiger-Scheel, Handb. d. Phys. 8 (1927), 215.



nalen Eigenschwingungen des Stabes ergeben sich aus der früher für den Draht angegebenen Formel. Die transversalen lassen sich z. B. leicht nach der von O. Schaefer[22]) abgeleiteten Formel berechnen, indem der Stab akustisch mit einer biegungssteifen Saite vergleichbar ist. Die Formel lautet:

$$P = 4\,n^2 l^2 d \div E J \left(\frac{\pi}{l}\right)^2;$$

hier ist P die Belastung, n die Schwingungszahl der Grundschwingung (die Oberschwingungen sind Multipla von n), l die Länge, d die Masse pro Längeneinheit, E die Elastizitätsmodul und J das Trägheitsmoment des Querschnitts.

Die Formel lehrt, daß bei steigender Belastung auch jetzt eine Erhöhung der Eigenfrequenzen eintritt. So können auch diesmal bei einer gewissen Last sehr wohl Resonanzerscheinungen eintreten, und die elastischen Beanspruchungen insbesondere in der Nähe der Knoten der Resonanzwelle, wie früher geschildert worden ist, beeinflussen, und somit auch in diesen Fällen Gleitung verursachen.

Die Beobachtungen zeigen aber, daß die Gleitschichtendicke klein gegen den Durchmesser des Kristallstabs ist (vgl. Abb. 1a, b und c), d. h. daß die Wellenlänge der kritischen Schwingung gegen den Durchmesser gering ist. Deshalb sind die Randbedingungen dieser Welle an den Befestigungsstellen nicht scharf definiert. Weiter kann man wohl auch nicht von Knotenpunkten, sondern nur von Knotenflächen sprechen. Trotzdem ist es einleuchtend, daß die Knotenflächen in Gleitflächen des Kristalls liegen müssen. Denn da die Transversalverschiebungen im Kristall längs einer Gleitrichtung stattfinden, muß die Fortpflanzungsrichtung der Transversalwelle immer senkrecht zu dieser Richtung stehen. Wenn nun die kritische Resonanzwelle im Kristall an den Befestigungsstellen in einer Gleitfläche anfängt, — wo wir z. B. eine Knotenfläche annehmen, — muß sich eine halbe Wellenlänge weiter von dieser Fläche ab, wieder eine Knotenfläche bilden, d. h. in einer Gitterfläche parallel der Anfangsfläche. Von dieser neuen Knotenfläche ab pflanzt sich die Welle weiter fort.[23]) Natürlich braucht aber unter diesen Umständen die Knotenfläche nicht immer vollständig mit einer Gitterfläche zusammenzufallen Die an der Mantelfläche auftretenden Gleitellipsen brauchen deshalb auch nicht immer ganz geschlossen zu sein, wie es z. B. der in Abb. 1a wiedergegebene Sn-Kristall zeigt.

[22]) O. Schaefer, Ann. d. Phys. **62** (1920), 156.

[23]) Die Schaefersche Formel muß aber modifiziert werden, wenn die Fortpflanzungsrichtung nicht parallel der Stabachse ist. — Aber auch in der veränderten Form zeigt sie, daß eine erhöhte Belastung eine erhöhte Eigenfrequenz bewirkt.

Der erwähnte Entstehungsmechanismus der Transversalwelle läßt sich unmittelbar auf die Longitudinalwelle übertragen, wenn man annimmt, daß die Fortpflanzungsrichtung auch diesmal senkrecht zur Gleitrichtung steht, die longitudinalen Verschiebungen aber auch senkrecht zu ihr. — Es ist vielleicht zu bemerken, daß wenn z. B. die Winkel zwischen Gleitrichtung und Draht- oder Stabachse ungefähr 45° ist, man überhaupt nicht zwischen longitudinalen und transversalen Schwingungen unterscheiden kann, indem die Verschiebungen in beiden Fällen längs der Gleitrichtung stattfinden werden.

Somit lassen sich die bei der Betrachtung des idealen Kristalldrahts gewonnenen Erfahrungen ohne besondere Hilfsannahmen auf praktische Fälle übertragen.

§ 7. Es erhebt sich die Frage, ob man die von einer akustischen Welle verursachten Spannungen nicht in irgendeiner Weise ausrechnen kann. Zurzeit ist dies nicht möglich, denn wir kennen ja die Größe und Anzahl der Erregungsimpulse, sowie die Dämpfung der Schwingungen nicht, und so läßt sich auch die Amplitude nicht ermitteln. Wir wissen aber, daß, wenn eine scharfe Resonanz zwischen einer periodischen erregenden Kraft und einem schwingungsfähigen Körper vorhanden ist, die Amplitude der Resonanzwelle erheblich erhöht wird. Es konnte gezeigt werden, daß eine solche Resonanzmöglichkeit besteht, und es scheint demnach berechtigt zu schließen, daß die Ursache des Auftretens der gleichverteilten Gleitflächen in diesem Umstand zu suchen ist.

Wir können aber umgekehrt die Frequenz der kritischen Oberschwingung aus den experimentellen Beobachtungen ausrechnen. Z. B. ist nach M. Masima und G. Sachs[24]) der durchschnittliche Abstand zwischen den Gleitflächen an einem Messingkristall ungefähr 0,5 mm, die Wellenlänge λ der entsprechenden akustischen Welle infolgedessen etwa 1 mm. Da die Schallgeschwindigkeit in Messing etwa 3500 m/Sek. beträgt, wird die Schwingungszahl der kritischen Eigenschwingung, $n =$ etwa $3{,}5 \cdot 10^6$. Demgemäß ist es praktisch unmöglich, diese elastische Schwingung unmittelbar zu beobachten; sie ist z. B. auch nicht hörbar. Sie konnte aber gewiß mit elektromagnetischen Hilfsmitteln nachgewiesen werden.

Nach obigen wäre es aber z. B. sehr wahrscheinlich, daß man bei verschiedenen kleineren Eigenfrequenzen der anregenden Kraft oder der Befestigungseinrichtung künstlich andere größere Gleitschichtendicken erzeugen könnte. Wenn dies gelänge, wäre es ein schöner Beweis für die Richtigkeit der hier entwickelten Vorstellungen.

[24]) M. Masima und G. Sachs, a. a. O. S. 184, Abb. 24—27.



Leider sind wir zurzeit nicht in der Lage diese experimentelle Prüfung auszuführen, wir hoffen aber, sie gelegentlich später nachholen zu können. Die hier entwickelten Vorstellungen scheinen uns plausibel und wichtig genug, daß sie zunächst ohne weitere unmittelbare experimentelle Stütze mitgeteilt zu werden verdienen.

Wie weit die Resonanzwelle Schuld daran ist, daß die für die Gleitung erforderliche Schubspannung so viel kleiner ist als die theoretische, läßt sich auch schwer beantworten. Wir können aber den von uns berücksichtigten Einfluß nicht außer Betracht lassen. Dies wäre nur dann zulässig, wenn gezeigt würde, daß Versuche, die unter solchen Bedingungen ausgeführt sind, daß überhaupt stehende Wellen und somit auch eine ungleiche Verteilung von elastischer Energie, nicht auftreten können, uns Werte für die Elektrizitätsgrenze liefern, die mit den bisherigen übereinstimmen. Eine Nichtgültigkeit der Bornschen Gittertheorie auf Grund der Ergebnisse der Plastizitätuntersuchungen scheint uns deshalb auch nicht bewiesen zu sein.[25])

Daß die Berücksichtigung der Resonanzerscheinungen von elastischen Schwingungen zur Erklärung mancher anderer Phänomene nützlich sein kann, ist wohl denkbar. — So treten z. B. bei den Torsionsversuchen an Steinsalz von R. Gross[26]) ebenfalls Gleitschichten gleicher Dicke auf, ein Vorgang der übrigens auch temperaturabhängig ist. In diesem Falle sind zweifelsohne Torsionswellen vorhanden, und infolge von Resonanz werden die axialen Verschiebungen wieder an gewissen Stellen vergrößert, so daß hier Gleitung oder Drehung eintritt. Die bei der Dehnung auftretende Zwillingsbildung dürfte auch durch stehende Wellen beeinflußt werden.

Die oben entwickelten Vorstellungen sind nicht nur auf Einkristalle anwendbar, sondern gelten auch in einer analogen Weise für kristalline Aggregate. — Die Verhältnisse sind jedoch hier mehr kompliziert, indem die elastischen Schwingungen weniger geordnet auftreten werden. Daß aber die Resonanz von elastischen Schwingungen auch in diesem Falle im allgemeinen störende Einflüsse auf die elastischen Beanspruchungen ausüben muß[27]), und zur Verfälschung der experimentell bestimmten elastischen Konstanten führen kann, scheint uns durchaus möglich.

Zusammenfassung

1. Bei der Dehnung von Metalleinkristallen stehende akustische Wellen können gebildet werden.

2. Bezüglich der Einwirkung dieser Wellen auf den Spannungszustand des Kristalldrahts ergab sich, daß Zusatzspannungen insbesondere in der Nähe der Knoten bei der Dehnung auftreten können, die abhängig von den gegenseitigen Verschiebungen der schwingenden Partikel sind.

3. Bei der Dehnung sind solche Bedingungen vorhanden, daß infolge von Resonanzerscheinungen die Amplitude einer bestimmten Oberschwingung des Kristalldrahts stark vergrößert werden kann.

4. Die von der Resonanzwelle bewirkten Zusatzschubspannungen in der Nähe der Knoten bei guter Resonanz können sehr wohl von solcher Größe sein, daß Gleitung an diesen Stellen eintreten wird, selbst wenn die von der Belastung bewirkte Schubspannung allein viel zu klein ist, um die Gitterkräfte zu überwinden.

5. Dieser Umstand macht das in manchen Fällen experimentell beobachtete Auftreten von Gleitschichten gleicher Dicke ohne weiteres verständlich, indem ja die Gleitflächen dann in der Nähe der Knoten der stehenden Resonanzwelle liegen müssen.

6. In Zusammenhang hiermit ist auch das Problem der „vorzeitigen" Gleitung in Angriff genommen, wofür in ähnlicher Weise eine Erklärung gegeben werden konnte.

7. Die Möglichkeit experimenteller Beweise der hier entwickelten Vorstellungen wird besprochen.

Zum Schluß möchte ich gern Herrn Prof. Freundlich für sein Interesse und seine Hilfe bei Niederschrift dieser Arbeit herzlich danken.

25) Vgl. z. B. die Polemik zwischen den Herren M. Polanyi, A. Joffé und A. Smekal in Naturwiss. 16 (1928), 743—745, 1043. — Daß man bei amorphen Körpern die theoretische Festigkeit erreicht, dürfte vielleicht damit in Zusammenhang stehen, daß hier scharfe Knotenflächen nicht auftreten können, wie es in einem Einkristall der Fall ist. — Die festigkeitserhöhende Wirkung der Bewässerung dürfte außer durch die Vermeidung der Kerbwirkung von Haarrissen vielleicht auch durch irgendeine Vernichtung elastischer Wellen erklärt werden können.

26) Vgl. G. Sachs, a. a. O. S. 115 oder auch R. Gross, Zeitschr. f. Met.-kunde 16 (1924), 18—23.

27) Vgl. z. B. hierzu J. Czochralski, Moderne Metallkunde. (J. Springer 1924.) S. 277. Abb. 291; der hier wiedergegebene Al-Draht zeigt Brüche, die ebenfalls in gleichem Abstand auftreten. Dies deutet jedenfalls an, daß auch beim Drahtziehen, wo der Draht wahrscheinlich Faserstruktur besitzt, ähnliche Erscheinungen wie beim Einkristall auftreten können.

(Eingegangen am 10. Juni 1929)

Über Zähigkeitsmessungen nach der Kapillarmethode

Von S. Erk, Berlin

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt)

Inhalt: Darstellung des Druckverlaufs in einer Kapillare mit Berücksichtigung der Beschleunigung und Anlaufströmung. Expansionsbeschleunigung bei der Strömung von Gasen. Vergleichung der Rechnung mit früheren Versuchen.



1. Das Poiseuillesche Gesetz

Die Messung der Zähigkeit von Gasen oder Flüssigkeiten wird wohl am häufigsten nach der Kapillarmethode ausgeführt. Dieser liegt das Hagen-Poiseuillesche Gesetz zugrunde, das bekanntlich lautet:

$$V = \frac{\pi r^4 t}{8 \eta l} (p_1 - p_2) \,. \tag{1}$$

Hierin ist V die Flüssigkeitsmenge, die in der Zeit t durch eine Röhre vom Halbmesser r und der Länge l unter der Wirkung eines Druckunterschiedes $p_1 - p_2$ strömt.

Bei der Ableitung der Gl. (1) wurde vorausgesetzt, daß die Strömung innerhalb der Rohrlänge l unverändert ist und daß die Drucke p_1 und p_2 im Anfangs- bzw. Endquerschnitt der Kapillare bestehen. Diese „idealen" Verhältnisse sind beim Experiment aber nur sehr schwer zu verwirklichen. Speyerer[1]) hat es bei seiner Untersuchung über die Zähigkeit von Wasserdampf dadurch zu erreichen versucht, daß er von seiner 2,4 m langen und 1,9 mm weiten Kapillare aus Messing zwei Stücke von je 20 cm Länge an den beiden Enden abschnitt und mittels einer übergeschobenen Muffe mit einer 2 mm breiten Stoßfuge wieder an den mittleren Teil ansetzte, der als eigentliche Meßstrecke diente. Der Druckabfall $p_1 - p_2$ wurde nun zwischen den Stoßfugen gemessen.

In den allermeisten Fällen werden aber Glaskapillaren verwendet und man mißt den Druck p_1 und p_2 (s. Abb. 1) in Erweiterungen an den Enden der Kapillare. Der zwischen den Enden der Kapillare herrschende Druckunterschied $p_1' - p_2'$ ist aber tatsächlich kleiner als der gemessene Druckunterschied $p_1 - p_2$, so daß man an diesem eine Korrektur anbringen muß. Außerdem ist der Strömungswiderstand nicht in der ganzen Länge der Kapillare konstant, so daß auch diese Abweichung vom Poiseuilleschen Gesetz durch eine Korrektur berücksichtigt werden muß.

Da man recht häufig unklare Ansichten über das Wesen der Hagenbachschen Korrektur und falsche Berechnungen ihres Wertes findet, wird im folgenden zunächst für inkompressible Flüssigkeiten die Strömung durch eine Kapillare behandelt und anschließend für Gase eine Ableitung aller erforderlichen Korrekturen durchgeführt.

2. Der Druckverlauf in einem Kapillarviskosimeter

Die schematische Abb. 1 zeigt den Druckverlauf für eine inkompressible Flüssigkeit. Wenn diese von A nach C strömt, wird sie zunächst auf die Eintrittsgeschwindigkeit beschleunigt, der dynamische Druck p_d wächst auf den Betrag $\varrho \frac{\bar{w}^2}{2}$ an (wobei $\bar{w}$ die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und ϱ die Dichte bedeuten); der statische Druck p_s sinkt gleichzeitig um annähernd denselben Betrag, da in dem Zulaufgebiet die Reibung wegen des großen Strömungsquerschnittes vernachlässigt, also der Gesamtdruck $p_g = p_s + p_d =$ konst. gesetzt werden kann. Beim Eintritt in die Kapillare hat die Flüssigkeit aber noch nicht die endgültige, dem Hagen-Poiseuilleschen Gesetz entsprechende Geschwindigkeitsverteilung angenommen, für die bekanntlich die Parabelgleichung

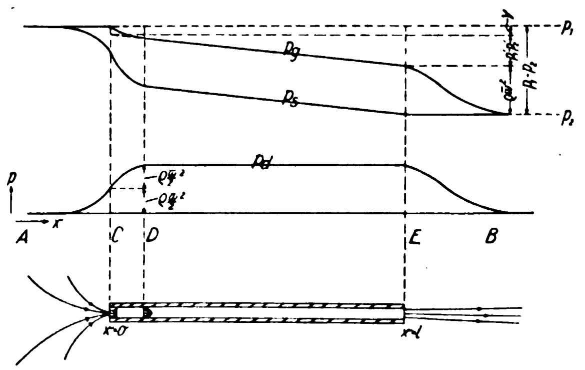


Abb. 1. Druckverlauf in einem Kapillarviskosimeter

$$w = w_0 \frac{r_0^2 - r^2}{r_0^2} \tag{2}$$

gilt, in der w die Geschwindigkeit im Abstand r von der Röhrenachse ist, r_0 der Radius der Kapillare und $w_0 = 2\,\bar{w}$ die Geschwindigkeit in der Achse.

Der gesamte Druckaufwand, der erforderlich ist, um die Flüssigkeit vom Zustand der Ruhe in den der stationären Poiseuilleschen Strömung mit der mittleren Geschwindigkeit $\bar{w}$ zu bringen, ist aber $\varrho \bar{w}^2$. Dies ergibt sich, wenn man den Ausdruck für die kinetische Energie der in der Zeit dt durch einen Querschnitt der Kapillare strömenden Flüssigkeit unter Berücksichtigung der Gl. (2) berechnet. Im Gegensatz zu der Berechnung der kinetischen Energie eines festen Körpers, der ein bestimmtes, abgegrenztes Volumen hat, muß man dabei das Volumen als Produkt aus Fläche, Geschwindigkeit und Zeit berechnen. Da die Geschwindigkeit in den einzelnen Stromröhren verschieden groß ist, muß man von dem zylinderförmigen Volumenelement $2\, r \pi \cdot dr \cdot w \cdot dt$ ausgehen und erhält für die kinetische Energie der in der Zeit dt durch den gesamten Querschnitt strömenden Menge den Ausdruck:

$$\int_{r=0}^{r=r_0} 2\, r \pi\, dr \cdot w\, dt \cdot \varrho \frac{w^2}{2} = r_0^2 \pi \bar{w} \cdot \varrho \bar{w}^2\, dt \,. \tag{3}$$

[1]) H. Speyerer, Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 69 (1925), 747. Forsch.-Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens Nr. 273, 1925. Zeitschr. f. techn. Phys. 4 (1925). 430.

Dividiert man die rechte Seite dieser Gleichung durch das Volumen:

$$\int_{r=0}^{r=r_0} 2\, r\, \pi\, d r \cdot w\, d t = r_0^2\, \pi\, \bar{w}\, d t\,, \tag{4}$$

so erhält man $\varrho\, \bar{w}^2$ als Wert des dynamischen Druckes. Da dieser auf der Strecke $A\,C$ (Abb. 1) erst auf den Betrag $\varrho\, \frac{\bar{w}^2}{2}$ angewachsen ist, muß er in der „Anlaufstrecke" $C\,D$, bis der stationäre Zustand bei D erreicht ist, nochmals um $\varrho\, \frac{\bar{w}^2}{2}$ wachsen, also der statische Druck entsprechend fallen.

Außerdem kommt aber jetzt, in der Kapillare, die Reibung zur Geltung, und zwar innerhalb der Anlaufstrecke in stärkerem Maße als in dem Gebiet der parabolischen Geschwindigkeitsverteilung. Der Grund liegt darin, daß letztere unter allen möglichen Strömungsformen diejenige der kleinsten Reibungsarbeit ist, jede andere Geschwindigkeitsverteilung also einen größeren Druckverlust zur Folge haben muß. Die in Abb. 1 mit y bezeichnete Ordinate entspricht dem Mehrverbrauch an Druckenergie in der Anlaufstrecke, wobei jedoch zu beachten ist, daß sowohl y als auch $\varrho\, \bar{w}^2$ im Verhältnis zu $p_1' - p_2'$ viel zu groß dargestellt sind. In Wirklichkeit beträgt $y + \varrho\, \bar{w}^2$ höchstens einige Prozent von $p_1' - p_2'$.

In dem Gebiet der stationären Strömung (von D bis E) bleibt p_d konstant, p_s und p_g fallen linear, entsprechend dem Hagen-Poiseuilleschen Gesetz. Am Ende der Kapillare (bei E) besitzt die Strömung den dynamischen Druck $\varrho\, \bar{w}^2$. Es fragt sich nun, was damit geschieht. Wird er dadurch, daß der austretende Strahl in der Erweiterung hinter der Kapillare allmählich zur Ruhe kommt, wieder teilweise in statischen Druck umgesetzt, oder wird er vollkommen durch Reibungsarbeit in Wärme verwandelt?

Durch mehrere neuere Versuche[2]) dürfte diese lange Zeit offene Frage dahin entschieden sein, daß kein merklicher Druckrückgewinn stattfindet, gleichgültig, ob der Strahl aus der Kapillare in Luft oder in Flüssigkeit austritt.

In der Regel wird der statische Druck p_1 und p_2 in den Behältern A und B (Abb. 1) gemessen. Aus dem Diagramm der Abb. 1 geht hervor, daß der Druckunterschied zwischen A und B größer ist, als der nur zur Überwindung des Widerstandes der reinen Poiseuilleschen Strömung verbrauchte. Wir müssen also statt Gl. (1) schreiben:

$$p_1 - p_2 = \frac{8\, \eta\, l\, V}{\pi\, r^4\, t} + \varrho\, \bar{w}^2 + y\,. \tag{5}$$

Da y von $\varrho\, \bar{w}^2$ abhängig ist, fassen wir die beiden letzten Glieder zweckmäßig und genau genug zusammen zu dem Ausdruck:

$$\varrho\, \bar{w}^2 + y = m\, \varrho\, \bar{w}^2\,, \tag{6}$$

worin m ein Faktor > 1 ist. Da man meistens aus den gemessenen Größen p, V, l und r die Zähigkeit η berechnen will, schreibt man die Gl. (5) dann in der Form:

$$\eta = \frac{\pi\, r^4\, t}{8\, l\, V}\,(p_1 - p_2) - \frac{m\, \varrho\, V}{8\, l\, \pi\, t}\,. \tag{7}$$

3. Berechnung der Hagenbachschen Korrektur

Zum erstenmal hatte Hagenbach[3]) erkannt, daß bei Zähigkeitsmessungen nach der Kapillarmethode die kinetische Energie des austretenden Strahls berücksichtigt werden muß, deshalb wird das Korrekturglied der Gl. (7) als „Hagenbachsche Korrektur" bezeichnet. Hagenbach gab aber für m den Wert 0,79 an, während aus unseren Überlegungen schon hervorgeht, daß er größer als 1 sein muß. Finkener[4]) und Wilberforce[5]) gelangten zu dem Wert $m = 1$, da sie wohl den Fehler Hagenbachs vermieden, aber die vermehrte Reibungsarbeit in der Anlaufstrecke nicht berücksichtigten. Boussinesq[6]) hat schließlich durch eine genauere analytische Ableitung den Wert $m = 1{,}12$ gefunden; er berücksichtigte die radiale Verschiebung der Stromfäden im Einlauf, jedoch nur unter der Bedingung, daß sich dieser langsam trichterförmig verengt. Die Boussinesqsche Ableitung gilt also nicht für scharf abgeschnittene Kapillaren. Für diese kann man aus Beobachtungen von Schiller[7]) den Wert $m = 1{,}08$ ableiten.[8]) Riemann bestimmte experimentell $m = 1{,}124 \pm 0{,}006$, also unabhängig vom Kapillardurchmesser und der Zähigkeit, während Bond und Dorsay eine Abhängigkeit des Korrekturfaktors von der Reynoldsschen Zahl gefunden haben.

In den meisten Fällen wird es möglich sein, die Hagenbachsche Korrektur dadurch sehr klein zu halten, daß man durch geeignete Wahl der Versuchsbedingungen eine geringe Strömungsgeschwin-

[2]) W. N. Bond, Proc. Phys. Soc. Ldn. (A) **34** (1922), 139. C. Bosanquet, Phil. Mag. (6) **45** (1923), 525. N. E. Dorsay, Phys. Rev. **28** (1926), 835 u. J. Opt. Soc. Am. **14** (1927), 45. — S. Erk, Forsch. Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens Nr. 288, 1927. A. Bienias u. D. Sauerwald, Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chem. **161** (1927), 51. W. Riemann, J. Amer. Chem. Soc. **50** (1928), 46.

[3]) E. Hagenbach, Pogg. Ann. **109** (1860), 385

[4]) Erwähnt bei R. Gartenmeister, Zeitschr. phys. Chem. **6** (1890), 524.

[5]) L. Wilberforce, Phil. Mag. (5) **31** (1891), 407

[6]) J. Boussinesq, Compt. Rend. **110** (1891), 1160 und **113** (1891), 9.

[7]) L. Schiller, Forsch.-Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens Nr. 248, 1922.

[8]) S. Erk, a. a. O. S. 7ff.

digkeit erreicht. Dann wird man eine für alle Fälle genügende Genauigkeit und Sicherheit erreichen, wenn man mit dem Faktor $m = 1{,}1$ rechnet. Hierin ist dann auch die Größe eingeschlossen, die erstmals von Couette[9]) berechnet wurde und als Couette-Korrektur bezeichnet wird. Diese ist nichts anderes, als der in Abb. 1 mit y bezeichnete Mehraufwand an Reibungsarbeit in der Anlaufstrecke.

In der Literatur findet man noch ab und zu[10]) die Ansicht, daß die Couette-Korrektur oder auch die Hagenbachsche Korrektur durch Unregelmäßigkeiten der Strömung an den beiden Enden der Kapillare verursacht wird. Aus dem Verlauf der Kurven für q_s in Abb. 1 ist aber ersichtlich, daß nur am Anfang der Kapillare (in der Anlaufstrecke) ein vermehrter Druckabfall stattfindet. Aus der zitierten Ableitung von Boussinesq geht ferner hervor, daß auch bei trichterfürmig ausgebildeten Kapillarenden die Beschleunigung und der zusätzliche Druckverlust in der Anlaufstrecke berücksichtigt werden müssen.

4. Eintritts- und Expansionsbeschleunigung in strömenden Gasen

Während die Hagenbachsche Korrektur bei der Bestimmung der Zähigkeit von Flüssigkeiten schon lange angewendet wird und auch, wie die angeführte Literatur zeigt, in neuerer Zeit Gegenstand vermehrten Interesses ist, wurde sie bei der Messung der Zähigkeit von Gasen fast immer vollkommen vernachlässigt. Meistens geht man dabei wohl ohne genauere Berechnung von dem Gedanken aus, daß die Hagenbachsche Korrektur, wie alle Wirkungen von Trägheitskräften, bei der Untersuchung der Strömung von Gasen in den Hintergrund tritt. Aber in dem Maße, wie die Anforderungen an die Genauigkeit der Zähigkeitsmessungen steigen, muß auch bei Gasen die Korrektur für die kinetische Energie beachtet werden. Sie kann immerhin die Größe von einem oder einigen Prozent des Gesamtdruckabfalles erreichen.

Dabei ist zu bedenken, daß ein in einer Kapillare strömendes Gas dadurch eine zusätzliche Beschleunigung erfährt, daß es vom höheren zum niedrigeren Druck gelangt und sich dabei ausdehnt. Es muß daher der Faktor m größer sein als bei Flüssigkeiten, also größer als 1,1.

Brillouin[11]) hat wohl als erster erkannt, daß auch bei Gasen die Hagenbachsche Korrektur angewendet werden muß. Er berechnete auch in der gleichen Weise wie bei Flüssigkeiten das Korrekturglied, beachtete aber dabei weder die vermehrte Reibung in der Anlaufstrecke, noch den Energieverbrauch für die Beschleunigung des in der Kapillare expandierenden Gases. Der von Brillouin gefundene Wert $m = 1$ ist daher zu klein; den gleichen Fehler zeigt das Ergebnis einer Ableitung von Fisher.[12])

Die Expansionskorrektur können wir dadurch erhalten, daß wir für ein Differential $d\,x$ der Rohrlänge die Gleichung für den Druckverlust infolge der inneren Reibung und Expansionsbeschleunigung aufstellen. Wir erhalten:

$$-d\,p = \frac{8\,\eta\,V}{\pi\,r^4\,t} \cdot d\,x + d\,(\varrho\,\bar{w}^2)\,. \qquad (8)$$

Das zweite Glied der rechten Seite ist das Differential des dynamischen Druckes der Poiseuilleschen Strömung; dieser ist, wie oben (S. 454) bereits erwähnt, gleich $\varrho\,\bar{w}^2$.

Die Größen ϱ und $\bar{w}$ sind von x bzw. p abhängig. Da wir die Strömung in der Kapillare mit hinreichender Annäherung als isotherm betrachten dürfen, können wir schreiben:

$$\varrho = \frac{\varrho_1}{p_1} \cdot p\,; \qquad (9)$$

$$\bar{w} = \frac{V}{r^2\,\pi\,t} = \frac{G \cdot p_1}{r^2\,\pi\,t\,\varrho_1\,p}\,. \qquad (10)$$

Setzen wir (9) und (10) in (8) ein und ersetzen auch noch im ersten Glied der rechten Seite V durch G/ϱ so erhalten wir:

$$-d\,p = \frac{8\,\eta\,G\,p_1}{\pi\,r^4\,t\,\varrho_1\,p}\,d\,x + \frac{G^2\,p_1}{\varrho_1\,r^4\,\pi^2\,t^2}\,d\left(\frac{1}{p}\right)\cdot \qquad (11)$$

Durch Einführen von $d\left(\frac{1}{p}\right) = -\frac{d\,p}{p^2}$ gelangen wir zu:

$$-p\,d\,p = \frac{8\,\eta\,G\,p_1}{\pi\,r^4\,t\,\varrho_1}\,d\,x - \frac{G^2\,p_1}{\varrho_1\,r^4\,\pi^2\,t^2} \cdot \frac{d\,p}{p}\cdot \qquad (12)$$

Diese Gleichung können wir in den Grenzen $x = 0$, $p = p_1'$ und $x = l$, $p = p_2$ integrieren und erhalten:

$$\eta = \frac{p_1'^2 - p_2^2}{2\,p_1} \cdot \frac{\pi\,r^4\,t}{8\,l\,V_1} - \frac{\varrho_1\,V_1}{8\,\pi\,t\,l} \cdot \ln\frac{p_1'}{p_2}\cdot \qquad (13)$$

Nach Abb. 1 und Gl. (6) ist nun $p_1' = p_1 - m\,\varrho\,\bar{w}_1^2$. Setzen wir dies in Gl. (13) ein, so erhalten wir mit Vernachlässigung der Größen zweiter Ordnung:

$$\eta = \frac{p_1^2 - p_2^2}{2\,p_1} \cdot \frac{\pi\,r^4\,t}{8\,l\,V_1} - \frac{\varrho_1\,V_1}{8\,\pi\,t\,l}\left(m + \ln\frac{p_1}{p_2}\right) \qquad (14)$$

Ohne das zweite Glied auf der rechten Seite ist die Gl. (14) als Meyersche Transpirationsgleichung bekannt. Wir fügen nun noch in üblicher Weise den Faktor $\left(1 + \frac{4\,\zeta}{r}\right)$ für die Berücksichtigung der Gleitung ein und erhalten schließlich:

[9]) M. Couette, Ann. d. Chim. Phys. (6) **21** (1890), 433.
[10]) Z. B. J. Fischer, Phys. Rev. **32** (1911), 216.
[11]) M. Brillouin, Lecons de la viscosité, Paris (1907), Bd. 2, S. 36
[12]) J. Fisher, a. a. O.

$$\eta = \frac{p_1^2 - p_2^2}{2\,p_1} \cdot \frac{\pi r^4 t}{8\,l\,V_1}\left(1 + \frac{4\,\zeta}{r}\right) - \frac{\varrho_1 V_1}{8\,\pi\,t\,l}\left(m + \ln\frac{p_1}{p_2}\right). \qquad (15)$$

Wenn man V und ϱ nicht vor der Kapillare, beim Druck p_1, sondern hinter ihr, beim Druck p_2 bestimmt, so muß man statt (15) die folgende Gleichung benützen:

$$\eta = \frac{p_1^2 - p_2^2}{2\,p_2} \cdot \frac{\pi r^4 t}{8\,l\,V_2}\left(1 + \frac{4\,\zeta}{r}\right) - \frac{\varrho_2 V_2}{8\,\pi\,t\,l}\left(m + \ln\frac{p_1}{p_2}\right). \qquad (15a)$$

Für bequemere Ausführung der Zahlenrechnung kann man statt $\ln\frac{p_1}{p_2}$ den Ausdruck $2 \cdot \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2}$ verwenden[13]), der nichts anderes als das erste Glied einer Reihenentwicklung für den natürlichen Logarithmus ist.[14])

Bei der Aufstellung der Gl. (6) haben wir die Annahme gemacht, daß die Strömung in der Kapillare isotherm verläuft. Dies ist streng wohl nur für die Randschichten gültig, in der Achse dürfte der Verlauf eher adiabatisch sein. Man könnte daher daran denken, die Gl. (6) durch die Gleichung einer polytropen Expansion zu ersetzen. Hinsichtlich der Größe des Exponenten sind wir jedoch auf reine Mutmaßung angewiesen. Diese Rechnung hätte aber außerdem wohl nur theoretisches Interesse. Praktisch ist sie bei dem geringen Betrag der Expansionskorrektur bedeutungslos.

6. Vergleich der Rechnung mit früheren Versuchen

Unter den im Schrifttum vorliegenden experimentellen Arbeiten bietet lediglich eine Untersuchung von **Trautz** und **Weizel**[15]) die Möglichkeit, die Größe der Expansionskorrektur zu berechnen, wenn auch die von den genannten Beobachtern verwendete Methode eine gewisse Unsicherheit in sich birgt. Trautz und Weizel verglichen nämlich die Ausflußzeit eines konstanten Volumens Luft, Wasserstoff und Kohlendioxyd durch eine Kapillare mit der des gleichen Volumens durch die gleiche Kapillare nach Teilung in zwei oder mehrere Stücke, die in Glasröhren von größerem Durchmesser eingekittet waren. Dieses Verfahren, das auch mit tropfbaren Flüssigkeiten schon ausgeführt worden ist, liefert unsichere Ergebnisse, wenn die Strömung in den erweiterten Zwischenstücken nicht vollständig zur Ruhe kommt. Ob diese Bedingung bei Trautz und Weizel erfüllt war, kann aus der Veröffentlichung nicht entnommen werden.

In Spalte 1 der Tab. 1 ist der Wert des Korrekturfaktors aus den von Trautz und Weizel gemessenen Ausflußzeiten, in Spalte 2 nach Gl. (15) für die gleichen Versuchsbedingungen berechnet.

Tabelle 1

Faktor der Hagenbachschen und der Expansionskorrektur

Nach Trautz und Weizel	Nach Gl. (15)	Gas
1,38	1,10 + 0,29	Luft } r = 0,15 mm
1,51		H_2 } r = 0,15 mm
1,36	= 1,39	CO_2 } r = 0,15 mm
1,32		Luft r = 0,122 mm
Mittel: 1,39		

Versuchsbedingungen:
p_1 = 940 mm Hg, p_2 = 760 mm Hg, V_1 = 110 cm³.

Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment durchaus befriedigend. Trautz und Weizel haben übrigens selbst die Hagenbachsche und die Expansionskorrektur berechnet und erhalten:

$$\tau + \tau' = \frac{\varrho_2}{t\,r^4} \cdot \frac{2\,V_1^2\,p_1^2}{\pi^2 p^2}\left(\frac{1}{p_1^2 - p_2^2} + \frac{2}{p_1(p_1 + p_2)}\right). \qquad (16)$$

Hierin ist τ die Vergrößerung der Ausflußzeit infolge der Eintrittsbeschleunigung (Hagenbachsche Korrektur) und τ' diejenige infolge der Expansionsbeschleunigung. Bringen wir Gl. (16) auf die unseren Gll. (15) entsprechende Form, so erhalten wir:

$$\eta = \frac{p_1^2 - p_2^2}{2\,p_1} \cdot \frac{\pi r^4 t}{8\,l\,V_1}\left(1 + \frac{4\,\zeta}{r}\right) - \frac{\varrho_1 V_1}{8\,\pi\,t\,l}\left(1 + \frac{2\,(p_1 - p_2)}{p_1}\right). \qquad (17)$$

Wie man sieht, ist das Glied für die Hagenbachsche Korrektur (der Summand 1 im zweiten Glied rechts) zu klein; das kommt daher, daß der vergrößerte Druckabfall in der Anlaufstrecke nicht berücksichtigt wurde. Da gleichwohl Trautz und Weizel ebenfalls gute Übereinstimmung zwischen ihrer Formel und ihren Versuchen erzielten, muß der zweite Summand offenbar zu groß sein. Für die der Tab. 1 zugrunde liegenden Verhältnisse erhält man für den zweiten Summanden den Wert 0,29, also für die Gesamtkorrektur den Wert 1,39, der mit dem nach Gl. (15) errechneten Wert übereinstimmt. Auf welchem Wege Trautz und Weizel zu ihrem Ausdruck für das Beschleunigungsglied in Gl. (17)

---

13) Vgl. die Berechnung des Druckabfalls in turbulenter Strömung durch H. Blasius, Forsch.-Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens Nr. 131, 1913.

14) Vgl. M. Jakob, Zeitschr. d. Ver. d. Ing. **66** (1922), 178.

15) M. Trautz u. W. Weizel, Ann. d. Phys. (4) **78** (1925), 305.

gelangen, ist aus der Abhandlung nicht zu ersehen. Im Vergleich mit Gl. (15) müßte man $2\,\frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2}$ statt $2\,\frac{p_1 - p_2}{p_1}$ erwarten.

Zusammenfassung

Mit Hilfe einer schematischen Darstellung des Druck- und Strömungsverlaufes in einem Kapillarviskosimeter wird das Wesen der Hagenbachschen Korrektur erläutert. Bei der Messung der Zähigkeit von Gasen muß außer dieser noch die Beschleunigung infolge des Druckabfalls in der Kapillare berücksichtigt werden. Zu deren Berechnung wird ein Ausdruck als Zusatzglied zur Hagenbachschen Korrektur abgeleitet und seine Richtigkeit durch Vergleich mit Versuchen von Trautz und Weizel nachgewiesen.

(Eingegangen am 6. Juli 1929)

Über ein Strömungsmanometer

Von W. Gerlach und H. Mayer

Inhalt: Beschreibung einer Methode und einer Anordnung zur Messung von Gasströmungen bei beliebigen, besonders sehr tiefen Drucken.

Die folgenden Zeilen sollen den Zweck haben, die in der Hochvakuumtechnik tätigen Kollegen auf die Möglichkeit aufmerksam zu machen, Evakuierungsvorgänge auch bei sehr tiefen Drucken kontinuierlich messend zu verfolgen. Wir denken besonders an eine einfache Kontrolle über Gasabgabe, etwa beim Anlegen hoher Betriebsspannungen an eine noch an der Pumpe sitzende Röntgenröhre, welche zeitig genug bemerkt werden soll, um eine Zerstörung der Röntgenröhre zu verhindern.

Statische Manometer, an einem zwischen Pumpe und Rezipient liegenden Punkt der Leitung angesetzt, messen bei Verwendung der schnell arbeitenden Diffusionspumpe niemals den wahren Druck, ganz abgesehen davon, daß nach Beendigung der Messung der Druck schon wieder völlig anders ist, und daß etwa gleichzeitig anwesende Dämpfe nicht, oder unvollkommen mitgemessen werden.

Im Laufe systematischer Versuche über die Wirkungsweise und Verwendbarkeit eines Strömungsmanometers, dessen Prinzip L. Heis[1]) angegeben hat, zur Messung dauernd aufrecht erhaltener Druckunterschiede zwischen zwei Räumen [magnetische Druckdifferenz in Gasen[2]), Knudsens Thermoeffusion[3]), Molekularstrahlmessungen[4])], haben wir die Frage geprüft, wieweit das Manometer auch bei sehr tiefen Drucken Strömungsvorgänge in der Vakuumleitung anzuzeigen vermag.

Das Heissche Manometer besteht aus einem an einem Quarzfaden aufgehängten Spiegel, hinter dessen beiden Hälften, je rechts und links von der durch den Quarzfaden gegebenen Drehachse, je ein Röhrchen mündet. Diese Röhrchen führen zu den Röhren, in welchen die Strömung nachgewiesen werden soll. Das Spiegelchen („System") (Abb. 1) hängt in einem geschlossenen Gefäß,

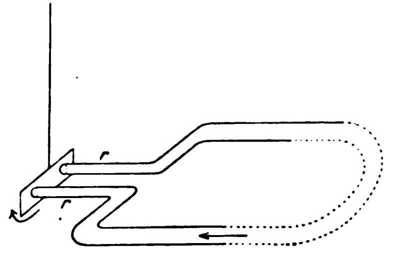


Abb. 1. Prinzip des Strömungsmanometers

durch dessen Rückseite die Röhren *r r* eingeführt sind, dessen Vorderseite eine Glasplatte zur Beobachtung des Spiegels trägt. Strömt ein Gas in der Richtung des Pfeiles, so dreht sich das Spiegelchen ebenfalls in der Pfeilrichtung, und zeigt bei konstanter Strömung eine konstante Ablenkung, die mit Spiegel und Skala abgelesen werden kann.

Größere Empfindlichkeit des Instrumentes und Proportionalität der Ablenkung mit der Strömungsmenge erreicht man durch Aufsetzen von kleinen Zylinderchen aus Aluminiumfolie auf die Rückseite des Spiegels, in welche die Röhrenenden hineinragen (Abb. 2).

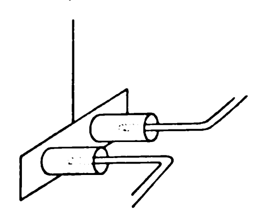


Abb. 2. Das System

Die Empfindlichkeit des Systems läßt sich durch Verkleinerung des Spiegels und dünne und lange Fäden so weit steigern, daß schließlich die Brownsche Molekularbewegung einige Grad Drehung beträgt.[5]) Ohne von der Brownschen Bewegung gestört zu sein, konnte man Systeme machen, welche bei Atmosphärendruck eine Strö-

[1]) L. Heis, Phys. Zeitschr. **25** (1924), 326.
[2]) E. Lehrer, Tübinger Dissertation 1926, Ann. d. Physik **81** (1926), 229.
[3]) H. Durst, Tübinger Dissertation 1929.
[4]) H. Mayer, Zeitschr. f. Physik **52** (1928), 235.
[5]) W. Gerlach und E. Lehrer, Die Naturw. **15** (1927), Heft 1.

mung von nur 10^{10} Moleküle pro Sekunde noch anzeigten.

Als Beispiel für die Anwendbarkeit des Strömungsmanometers sei die Messung der Wasserabgabe gegeben (Kontinuierliche Verfolgung eines Austrocknungsvorgangs). Der Rezipient R_1 (Abb. 3)

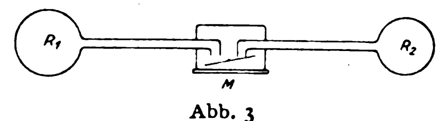


Abb. 3

enthält den das Wasser abgebenden Körper, R_2 ein Trockenmittel. Der Ausschlag des Manometersystems M gibt die durchströmende Wasserdampfmenge. Je größer die Empfindlichkeit, desto besser ist auf Temperaturkonstanz von R_1 und R_2 zu achten.

Für tiefe Drucke haben wir zwei verschiedene Anordnungen geprüft, beide zur Messung des Fortschreitens der Entgasung eines Rezipienten durch Heizung.

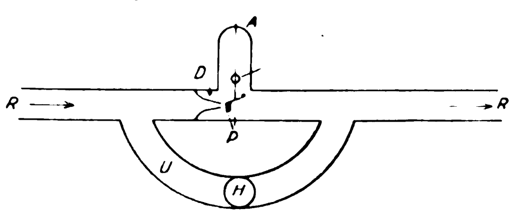


Abb. 4. I. Anordnung des Strömungsmanometers als Spiegelinstrument

Anordnung a (Abb. 4). Die vom Rezipienten zur Pumpe P führende Leitung verzweigt sich

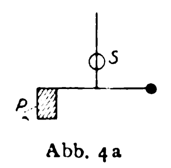


Abb. 4a

über ein mit einem weiten Hahn H verschließbares Umwegrohr U. Innerhalb dieser Verzweigungsstelle ist am Hauptrohr ein Ansatzrohr A angeblasen, welches eine kleine Drehwage mit einem

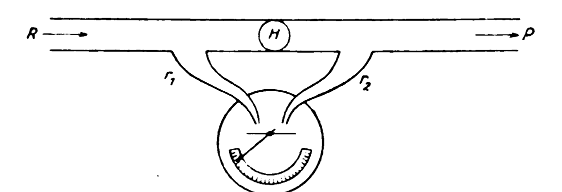


Abb. 5. II. Anordnung des Strömungsmanometers als Zeigerinstrument

Flügelchen P trägt und einen Spiegel zur Beobachtung der Ablenkung. Unmittelbar vor P verengt sich das Leitungsrohr ganz plötzlich auf eine Spaltdüse D. Eine starke Strömung ist auch bei offenem Hahn H im Nebenschluß durch eine Ablenkung des Flügels nachweisbar. War H geschlossen, so gab bei einem der benutzten Systeme eine Druckdifferenz $10 \cdot 10^{-4}$ links gegen $1 \cdot 10^{-4}$ rechts der Düse D bei 6 mm² Flügelfläche eine Dehnung des Spiegels von 5°.

Anordnung b (Abb. 5). Um auch der Apparatur ein etwas mehr technisches Aussehen zu geben, versuchten wir ein Zeigerinstrument mit Fadenaufhängung („Türmcheninstrument") zu bauen (Abb. 5). Von der Pumpleitung P zweigten wir zwei Röhren r_1, r_2 ab, welche in ein geschlossenes Gefäß führten. r_1 endigt in einem kurzen engen Ende vor einem an einem Faden aufgehängten Metallblättchen, das einen Zeiger und ein Gegengewicht trägt, der Zeiger spielt über einer Skala. Starke Gasabgabe sieht man direkt, zur feineren Prüfung schließt man den in der Hauptleitung befindlichen weiten Hahn H.

Da wir mit solchen Instrumenten, von denen wir zwei Konstruktionsmöglichkeiten hier geben, gute Erfahrungen machten, die Durchführung einer technischen Konstruktion aber uns zu sehr von andern Arbeiten abhalten würde, veröffentlichen wir hier unsere prinzipiellen Versuche in der Hoffnung, daß es gelingen wird, vor allem die Anordnung b in technischen Laboratorien zu einem brauchbaren Meßinstrument der Vakuumtechnik durchzubilden.

Zusammenfassung

1. Es wird auf die Möglichkeit hingewiesen, mit einem Strömungsmanometer Druckdifferenzen bei sehr niederen Gesamtdrucken kontinuierlich zu verfolgen.

2. Es werden Vorversuche zum Bau eines technischen Manometers beschrieben.

Tübingen, Physik. Institut der Universität, Juli 1929.

(Eingegangen am 9. Juli 1929)

Das $(C_p)_m$-Θ-Diagramm für überhitzten Wasserdampf

Von Witold Jazyna (Jacyno) in Leningrad

Inhalt: Auf Grund der neuesten Versuche von Knoblauch und Koch wird das C_{pm}-Θ-Diagramm für überhitzten Wasserdampf im Bereich von 10 bis 225 at gegeben (von 120 bis 225 at extrapoliert) und mit dem Diagramm von Mollier verglichen.

Die neuen Untersuchungen von Osc. Knoblauch und W. Koch[1]) über die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes umfassen den Be-



[1]) Zeitschr. d. Ver. dtsch. Ing. **72**, (Nr. 48), 1928, 1733.

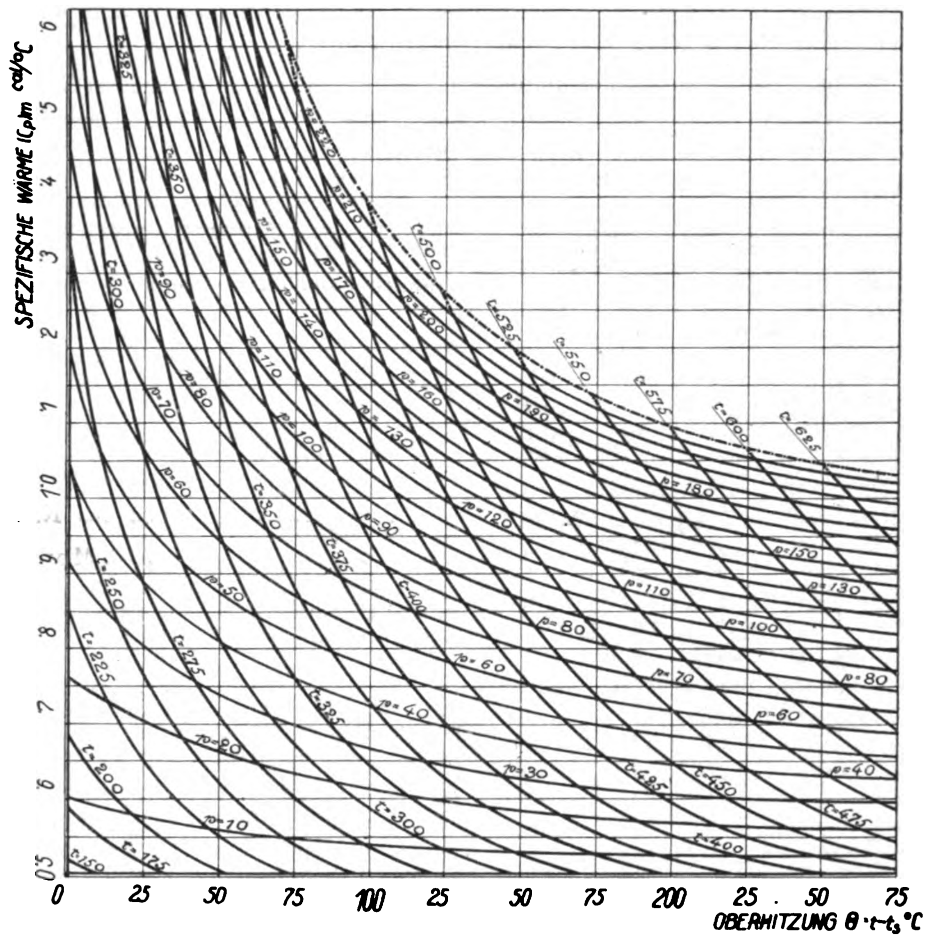


Abb. 1. $(C_p)_m$-Θ-Diagramm für überhitzten Wasserdampf

reich von etwa 240 bis 498° C und von 20 bis 120 at.

Die Versuche wurden bei nicht zu hohen Temperaturdifferenzen Δt von 2,2° C (bei $\frac{t_1 + t_2}{2} = 358{,}4°$ C und $p = 29{,}9$ at) bis 14,3° C (bei $\frac{t_1 + t_2}{2} = 280{,}3$ und $p = 60{,}2$ at) durchgeführt und stehen wenigstens qualitativ mit den früheren Versuchen von O. Knoblauch, Max Jakob, A. Wimkhaus und E. Raisch in Übereinstimmung.[2])

Sie zeigen aber mit den $C_{p\,m}$-Werten, die sich aus dem neuesten *JS*-Diagramm von Mollier (Extrapolation der früheren Münchener Versuche bis 250 at) berechnen lassen, einige Abweichungen, die mit dem Druck wachsen und bei 120 at den Betrag von 8 bis 16 v. H. übersteigen. Die nachstehende Tabelle gibt für diese Abweichungen ein Gesamtbild von 120 bis 225 at.

Aus dem allgemeinen Charakter dieser Abweichungen kann man zunächst schließen, daß die Mollier-Isothermen für hohe Drucke ($p > 40$ at) etwas kleinere *J*-Werte haben müssen; für hohe Temperaturen und verhältnismäßig kleine Drucke dagegen sind die *J*-Werte in Wirklichkeit größer, als sie sich dem Mollier-Diagramm entnehmen lassen.

Andererseits bestätigt auch der Vergleich der wahren spezifischen Wärme Cp nach Mollier[3])

$$C_p = \varphi(t) + \frac{N_1 p}{T^{n_1}} + \frac{N_2 p^3}{T^{n_2}} \qquad (1)$$

[2]) O. Knoblauch u. M. Jakob, Forschungsarbeiten **35** u. **36**, (1906), 109. Z. B. **51**, 1907, 81; O. Knoblauch u. Hilde Mollier. Ibid. **108**, **109**, (1911) 79, Z. B **55**. (1911), 665; O. Knoblauch u. A. Winkhaus, Ibid. **195**, (1917) 3, Z. B. **59**, (1915), 376; O. Knoblauch u. E. Raisch, Z. B. **66**, (1922), 418.

[3]) Diese Formel wie auch die von Mollier benutzte Zustandsgleichung

$$p\,v = R\,T - \frac{2\,p}{\left(\frac{T}{100}\right)^{10/3}} - \frac{1{,}9}{10^4}\,\frac{p^3}{\left(\frac{T}{100}\right)^{14}}$$

sind mit der Eichelbergschen fast identisch.

oder

$$C_p = 0{,}47 + X_1 p + X_2 p^3,$$

wobei X_1 und X_2 für verschiedene Temperaturen nach Mollier so wie die Cp selbst in der Tabelle II enthalten sind, den Schluß unmittelbar.

Vergleichstabelle I

Für $(Cp)_m$ [Erste Zeile nach Knoblauch und Koch (von 120 bis 225 extrapoliert); Zweite Zeile nach Mollier]

t °C / p at	250	300	350	400	450	500
30	0,83 0,84	0,71 0,71$_5$	0,65 0,66	0,62 0,62	0,60 0,61	0,59 0,58$_5$
40	1,03 —	0,81 0.84	0,72$_5$ 0,74	0,67$_5$ 0,69	0,64 0,65	0,63 0,62$_5$
60	—	1,07 1,11	0,87 0,92$_5$	0,78 0,81$_5$	0,73$_5$ 0,75	0,70$_5$ 0,70$_5$
80	—	1,44 1,53	1,06$_5$ 1,18	0,91 0,96	0,83 0,86	0,78$_5$ 0,79
100	—	—	1,26 1,42	1,03 1,14	0,91 0,98	0,85 0,88
120	—	—	1,57 1,75	1,15$_5$ 1,34$_5$	0,99 1,11$_5$	0,91 0,98$_5$
140	—	—	—	1,29$_5$ 1 54	1,08$_5$ 1,25	0,97$_5$ 1,08
160	—	—	—	1,48 1,81	1,17$_5$ 1,42$_5$	1,03$_5$ 1,21
180	—	—	—	—	1,27$_5$ 1,61	1,10 1,34
200	—	—	—	—	1,38 1.90	1,17 1,53
225	—	—	—	—	1,57$_5$ 2,90	1,26 2,16

Vergleichstabelle II

Für Cp [Erste Zeile nach Knoblauch und Koch, Zweite Zeile nach Gleichung (1)]

t °C / p at	300	400	500
30	0,61 0,61	0,54$_5$ 0,53	0,55 0,50
40	0,68 0,69$_5$	0,57 0,55	0,56$_5$ 0,51
60	0,88 0,97	0,62 0,60	—
80	1,30 1,43	0,67 0,67	—
100	—	0,74 0,76	—
120	—	0,82 0,88	—
X_1	$3{,}51 \cdot 10^{-3}$	$1{,}75 \cdot 10^{-3}$	$0{,}96 \cdot 10^{-3}$
X_2	$1{,}32 \cdot 10^{-6}$	$0{,}118 \cdot 10^{-6}$	$0{,}0149 \cdot 10^{-6}$

Zusammenfassung

Auf Grund der Versuche von O. Knoblauch und W. Koch und einer graphischen Extrapolation wurde das $(C_p)_m$-Θ-Diagramm auf das Temperaturgebiet von 200 bis 625° C und Druckgebiet von 10 bis 225 at erstreckt. Die erhaltenen C_{pm}-Werte sind gegenüber den aus dem bekannten Diagramm von Mollier berechneten bei 120 at um 8 bis 16 v. H. kleiner. Aus maßstäblichen Gründen enthält das Diagramm nur Isobaren für $p \geqslant 10$ at.[4])

[4]) Das Niederdruckgebiet bis 0,5 at siehe diese Zeitschrift **6**, (1925), 261, (Nr. 7).

(Eingegangen am 24. April 1929)

Die spezifische Wärme des Rizinusöls

Von R. Deaglio und M. C. Montù, Turin

Inhalt: Experimentale Bestimmung der spezifischen Wärme des Rizinusöls im Temperaturbereich 50°—70°.

In den gebräuchlichen physikalischen Tabellen[1]) wird nur ein Wert der spezifischen Wärme des Rizinusöls gegeben. Dieser Wert[2]) wurde während einer zu einem anderen Zwecke geführten Untersuchung gefunden und der Verfasser gibt die mittlere Temperatur, bei welcher die Bestimmung erzielt wurde, nicht bestimmt an.

Wir haben die spezifische Wärme des Rizinusöls im Temperaturbereich 50°—70° mit einer elektrischen Vergleichsmethode untersucht, welche gestattet, die auftretenden Übelstände, so weit es möglich war, auszuschließen.

Die entstehenden Schwierigkeiten waren bedingt durch

1. die große Zähigkeit des Rizinusöls,
2. die Temperatur, welche bei weitem höher als diejenige des Zimmers war.

Der von der Zähigkeit verursachte Übelstand wurde überwunden durch dauerndes regelmäßiges Rühren, der Wärmeverlust wurde praktisch ausgeschlossen durch Einsetzen des kalorimetrischen Gefäßes nach Dewar mit dem Rizinusöl in ein weiteres mit Wasser gefülltes Gefäß, dessen Temperatur sich so änderte, wie diejenige der zu prüfenden Flüssigkeit.

Folgende Werte wurden bestimmt:

0.50$_5$ bei der Temperatur von 50°
0,52$_5$ bei der Temperatur von 70°.

Diese Werte sind wesentlich höher als derjenige von Wachsmuth und sie zeigen eine merk-

[1]) Siehe z. B. Landolt u. Börnstein, Phys. Chem. Tabellen (1923) 1273; Abraham u. Sacerdote, Recueil de constantes physiques (1913) 315.

[2]) R. Wachsmuth, Wied. Ann. **48** (1893), 158.

liche Zunahme der spezifischen Wärme mit der Temperatur.

Zusammenfassung

Die experimentale Bestimmung der spezifischen Wärme des Rizinusöls wurde, im Temperaturbereich 50°—70°, erzeugt, und die numerischen Resultate hier eingeführt werden.

Physikalisches Institut der „R. Scuola Ingegneria" in Turin.

Turin, Juli 1929.

(Eingegangen am 2. August 1929)

Dynamische Vorgänge in Luft- und Brennstoffleitungen

Von G. Eichelberg, Winterthur

Inhalt: Die Änderung jedes stationären Strömungszustandes in Rohrleitungen löst dynamische Ausgleichvorgänge aus, deren Verfolgung für den modernen Motorenbau dringlich wird. Unter vereinfachenden Annahmen werden einige Beispiele verfolgt.

Die Entwicklung des Kraftmaschinenbaues zum Raschlauf legt es nahe, den nichtstationären Strömungen von Gasen und Flüssigkeiten in Rohrleitungen erhöhte Aufmerksamkeit zuzuwenden. Diese Vorgänge lassen sich — reibungs- und verlustfrei und mit konstanter Schallgeschwindigkeit vorausgesetzt — in einfacher Weise verfolgen. Es wird stets in einer mit Gas oder einer tropfbaren elastischen Flüssigkeit gefüllten Leitung von der Stelle aus, in der eine Druckstörung erfolgt, ein Störungsgebiet sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Die Störung kann dabei durch Zuführen oder Entnehmen von Flüssigkeit an der Störungsstelle erfolgen, bzw. durch Verdrängen mit einem drückend oder saugend bewegten Kolben. Auf jeden Fall muß die der Dichteänderung entprechende zeitliche Gewichtsänderung des Leitungsinhaltes gleich sein der an der Störungsstelle ein- oder austretenden Menge. Es entstehen so Bedingungsgleichungen, die eine anschauliche schrittweise Durchrechnung ermöglichen.

Betrachten wir ein mit einem Gas oder einer Flüssigkeit gefülltes Rohr, in dem ein Kolben in Bewegung gesetzt wird. Es entsteht vor dem Kolben ein Verdichtungsgebiet, das sich mit Schallgeschwindigkeit w_s fortpflanzt und sich in der Zeit dt um $w_s dt$ verlagert. Zwischen dem bisherigen Verdichtungsgebiet und dem mit der Geschwindigkeit w fortschreitenden Kolben ist ein neuer Verdichtungsabschnitt von der Länge $(w_s - w)\,dt$ entstanden. Die Konstanz des im Rohr eingeschlossenen Gewichtes verlangt, daß der Inhalt des schraffierten Gebietes (Abb. 1) vor bzw. nach dt gleich sein muß.

$$\gamma \cdot F(w_s - w)\,dt = \gamma_0\, F w_s\, dt$$

oder

$$\frac{w_s - w}{w_s} = \frac{\gamma_0}{\gamma}$$

γ/γ_0 läßt sich durch die Drücke darstellen, wenn das Gesetz der Kompressibilität gegeben ist. Für

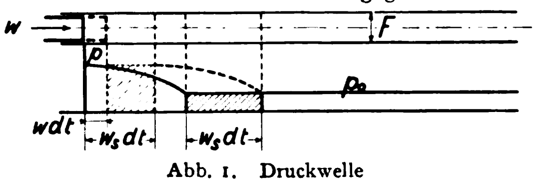


Abb. 1. Druckwelle

Flüssigkeiten gilt Proportionalität zwischen $\Delta\gamma$ und Δp, so daß

$$w = C w_s \Delta p$$

wird; für Gase gilt das Gesetz der Adiabate und damit wird

$$w = w_s\left[1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{1/k}\right].$$

In ähnlicher Weise läßt sich das Ausströmen aus einem Rohr behandeln, oder gleich allgemeiner das Überströmen einer Flüssigkeit von einem Rohr vom Querschnitt F_1 in ein solches vom Querschnitt F_2 (Abb. 2). Im ersten Rohr herrsche

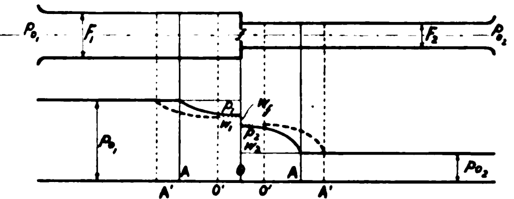


Abb. 2. Überströmen auf nicht konstanten Gegendruck

ursprünglich ein Druck p_{0_1}, im zweiten p_{0_2}. Das Überströmen erfolge durch einen Verbindungsquerschnitt f, der nach irgendeinem gegebenen Gesetz sich öffnen möge. In das Rohr mit geringerem Druck wird Flüssigkeit einströmen; es entsteht ein Verdichtungsgebiet, das sich mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzt. Entsprechend wandert ein Unterdruckgebiet in dem sich entleerenden Rohr von der Mündung aus zurück. In der Zeit dt verlagern sich die Störungsgebiete um $w_s dt$ und an der Mündung entstehen neue Störungsabschnitte von der Länge $w_s dt$, in denen im Rohr 1 der Druck p_1, im Rohr 2 p_2 herrschen möge.

Die Konstanz des im System eingeschlossenen Flüssigkeitgewichtes verlangt Gleichheit des augenblicklich einströmenden, des ausströmenden und des überströmenden Gewichtes, für die sich nacheinander folgende Ausdrücke ansetzen lassen:

Das zur Zeit t im Abschnitt OA enthaltene Flüssigkeitgewicht findet sich nach der Zeit dt wieder im Abschnitt $O'A'$. Das ursprünglich unter dem

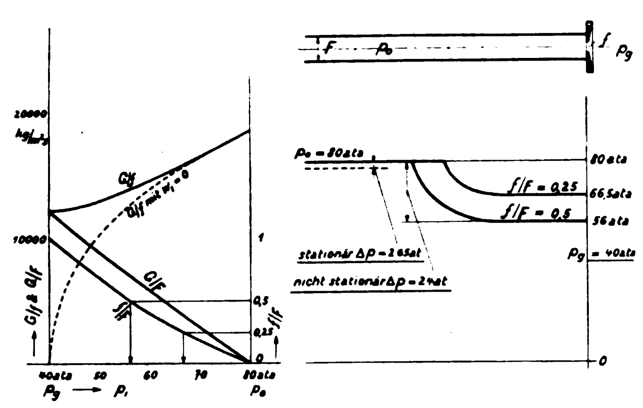


Abb. 3. Druckabfall in einer Einblaseleitung

Druck p_0 stehende Gebiet AA' und das nachher unter dem Druck p stehende Gebiet OO' unterscheiden sich wegen der eingetretenen Dichteänderung im Gewicht und zwar ist

$$dG = F_1 w_s\, dt (\gamma_{0_1} - \gamma_1) = F_2 w_s\, dt (\gamma_2 - \gamma_{0_2})$$

Den gleichen Betrag hat auch das überströmende Gewicht

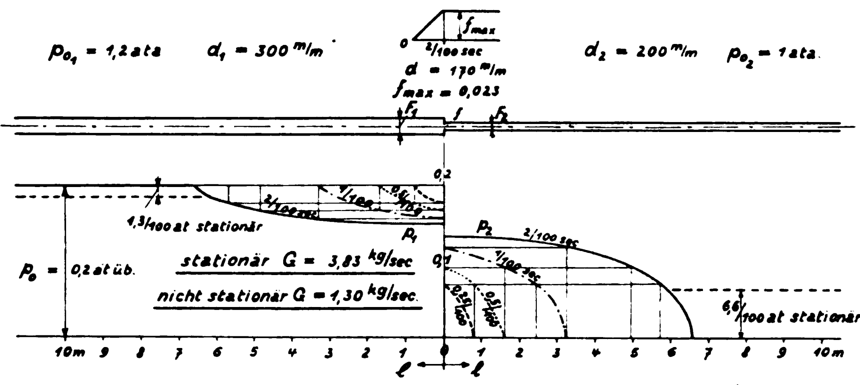


Abb. 4. Ausbildung der Wellenfront

$$dG = \frac{f \cdot w_f}{v_f} \cdot dt .$$

Darin wird v_f und w_f im allgemeinen abhängen von den Zustandsgrößen beiderseits der Mündung und der Zuströmgeschwindigkeit und zwar gelten dafür die bekannten Strömungsgleichungen.

Für Gase wird

$$\frac{F_1 w_{s_1}}{v_{0_1}} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{0_1}} \right)^{1/k} \right] = \frac{F_2 \omega_{s_2}}{v_{0_2}} \left[\left(\frac{p_2}{p_{0_2}} \right)^{1/k} - 1 \right] = f \frac{w_f}{v_f} .$$

Betrachte man als Beispiel etwa die Lufteinblaseleitung eines Dieselmotors. Sie stehe unter 80 at Druck; die Einblasung erfolge auf einen Gegendruck von 40 at im Motor. Die Brennstoffnadel gebe einen Querschnitt von z. B. dem halben Leitungsquerschnitt frei (Abb. 3). Stationär würde sich dann in der Leitung ein Druckabfall von rund $2^1/_2$ at einstellen. Die stationäre Strömung kann sich aber in der kurzen Einspritzzeit unter Umständen gar nicht ausbilden. Bei $^2/_{100}$ s Einspritzzeit — entsprechend etwa 36^0 Einspritzwinkel bei 300 Uml/m — wird, wenn die Leitung vom Ventil bis zur Einblaseflasche auch nur 3 m lang ist, das Ventil während der ganzen Einspritzdauer überhaupt nichts vom Vorhandensein einer Luftflasche erfahren. Aus dem Leitungsinhalt wird gleichsam ein Loch herausgerissen; der Druck fällt plötzlich um volle 24 at ab. Der Konstrukteur wird also gut tun, in unmittelbarer Nähe des Ventils für Luftvorrat zu sorgen, um unnötig hohe Einblasedrücke, die dann nicht wirksam sind, zu vermeiden.

Der Druckverlauf zu Beginn der Störung ist vom Eröffnungsgesetz abhängig. Die Entstehung der Wellenfront bei linearem Eröffnungsgesetz zeigt das nächste Beispiel (Abb. 4), das etwa der Entleerung einer Spülleitung in eine engere entspricht. Auch hier nimmt der Druckstau einen weit höheren Betrag an, als bei stationärer Strömung. Der dadurch bedingte geringe Druckabfall in der Mündung hat eine etwa dreimal geringere Durchströmmenge zur Folge gegenüber der stationären Strömung, was für einen Spülvorgang bedeutungsvoll sein kann.

Sind die beiden Rohrenden geschlossen (Abb. 5) so geschieht folgendes: Eine Entspannung durcheilt das eine Rohr und wird am geschlossenen Ende als weitere Entpannung reflektiert. Zugleich eilt ein Druckstau durch das andere Rohr und wird sich am geschlossenen Ende weiter stauen. Die Rechnung ergibt für die gewählten Bedingungen und gleich lange Rohre, daß am Ende der Schallzeit im sich auffüllenden kleineren Rohr ein größerer Druck vorhanden ist, nicht nur als im anderen Rohr dann herrscht, sondern als überhaupt anfänglich vorhanden war.

Ein kleines hierher gehöriges Experiment zeigt Abb. 6. Ein $^3/_4$" Gasrohr ist am einen Ende geschlossen, am anderen mit einem Schlitzverschluß versehen, einem zwischen zwei Flanschen geschobenen geschlitzten Stahlband, das durch ein Fallgewicht verschoben wird. Geht man aus von 200 mm Überdruck oder Unterdruck im Rohr, so wird beim Öffnen ein Druckausgleich einsetzen, der durch das Rohr fortschreitet und reflektiert wird, so daß nach der doppelten Laufzeit ein entgegengesetzter Druck entstehen muß. Die Meßpunkte zeigen, daß bei kurzer Eröffnungsdauer der Druck noch nicht abgesunken ist, nach doppelter Schallzeit ist ein Maximum des Gegendruckes erreicht, worauf ein neuer Ausgleich einsetzt. (Der Vorgang selbst wird adiabatisch vorauszusetzen sein. In wenigen Sekunden findet aber noch vor Druckablesung ein Temperaturausgleich statt, so daß die gemessenen Druckänderungen noch mit dem Exponenten der Adiabate zu multiplizieren wären.)

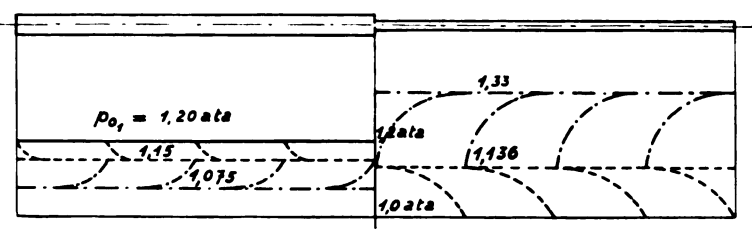


Abb. 5. Druckausgleich. (Abmessungen und Drücke wie bei Abb. 4)

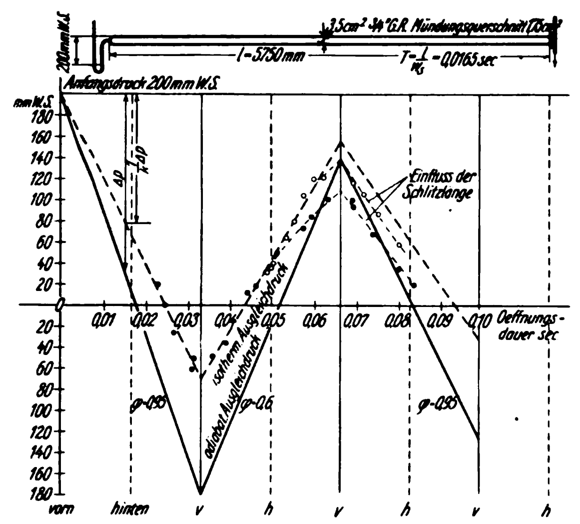


Abb. 6. Nichtstationärer Druckausgleich eines Rohres bei verschiedener Öffnungsdauer
○ Messungen mit 150 mm Schlitzlänge
● Messungen mit 100 mm Schlitzlänge

Über die entsprechenden Vorgänge in Brennstoffeinspritzleitungen beim Dieselmotor wurde bei früherer Gelegenheit berichtet.[1]) Es sei ein Beispiel hier wiederholt, weil damals nur die Druckwellen vollständig dargestellt wurden, die Geschwindigkeitswellen aber versehentlich nur zum Teil eingetragen worden waren. — Das Beispiel betrifft eine kurzfördernde Einspritzpumpe mit 20 mm Kolbendurchmesser. Die Förderung beginnt mit einer Geschwindigkeit von 0,12 m/s und endet nach $1^1/_2/100$ s (27^0 Kurbelwinkel bei 300 T/m) mit 0,4 m/s. Die Brennstoffnadel ist auf 300 at vorgespannt. Die Düse hat vier Löcher zu 0,35 mm bei 60 % Strahleinschnürung. Die Brennstoffleitung von 3 mm l. W. ist 10 m lang angenommen. Abb. 7 zeigt die Druck- und Geschwindigkeitswellen in verschiedenen Zeitpunkten. Die ankommende Druckwelle öffnet das Ventil, die ankommende Geschwindigkeit ist aber zu Beginn zu klein, später zu groß, so daß entsprechend eine Verdünnungswelle bzw. eine Verdichtungswelle zurückgeworfen wird, die die Leitung hin und her durcheilt, um nach beendeter Einspritzung ein nochmaliges Öffnen zu erzwingen. Es schließt sich ein Nachtropfgebiet an, während welchem Gleichgewicht nur bei stark gedrosseltem Nadelquerschnitt besteht.

Die neueste Entwicklung auf dem Gebiete der druckluftlosen Einspritzung legte es nahe, Entlastungsvorgänge in Brennstoffleitungen zu untersuchen, dafür noch ein Beispiel (Abb. 8). Die Leitung vom Querschnitt F stehe unter 300 at Anfangsdruck, am einen Ende werde plötzlich ein Querschnitt f geöffnet. Es wird dann ein Unterdruckgebiet mit Schallgeschwindigkeit sich durch die Leitung fortpflanzen, in welchem der Brennstoff eine dem Drucksprung entsprechende Geschwindigkeit nach der Mündung hin aufweist. Am geschlossenen Ende erfolgt ein weiterer Drucksprung um den gleichen Betrag, unter Abbremsung der Geschwindigkeit auf Null. Wird plötzlich der volle Querschnitt freigegeben, so erfolgt der erste Drucksprung von 300 at auf 0, es entsteht eine Geschwindigkeit von etwa 25 m/s. Kommt der Drucksprung am geschlossenen Ende an, so hat der ganze Leitungsinhalt diese hohe Geschwin-

[1]) Zeitschr. des VDI 1926, S. 1085.

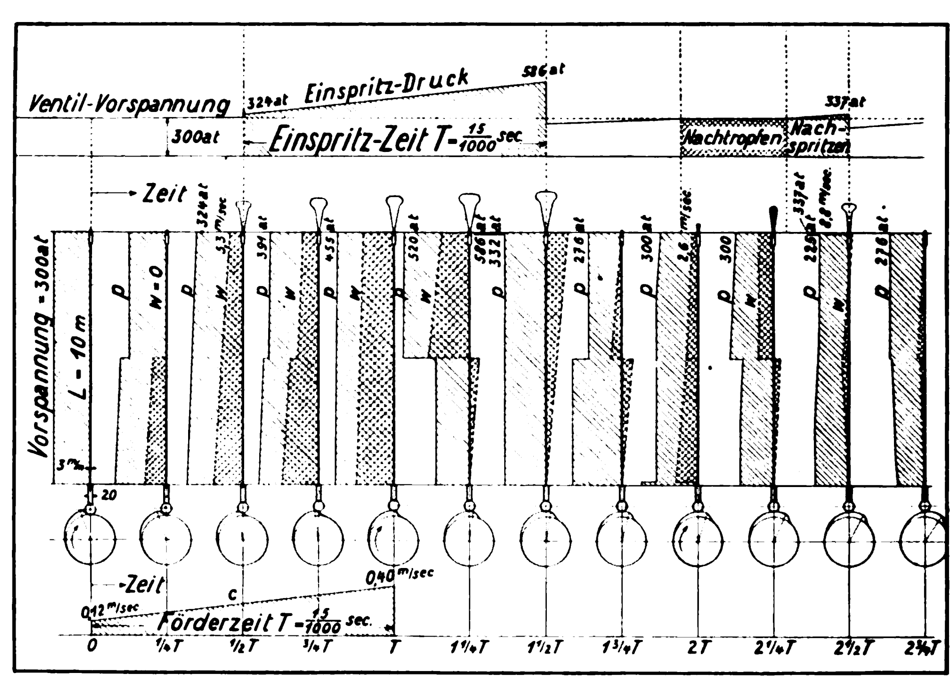


Abb. 7. Drücke und Geschwindigkeiten in einer Einspritzleitung

digkeit und wird, da eine weitere Expansion nicht mehr möglich ist, sich von der rückwärtigen Wand ablösen und davon fließen bis seine Bewegungsenergie durch Reibung usw. aufgezehrt wird.

werden mehrere Drucksprünge hin und her eilen bis zur völligen Entlastung.

Es wäre erwünscht, diesen theoretisch gefolgerten Vorgängen in den Brennstoffleitungen auch

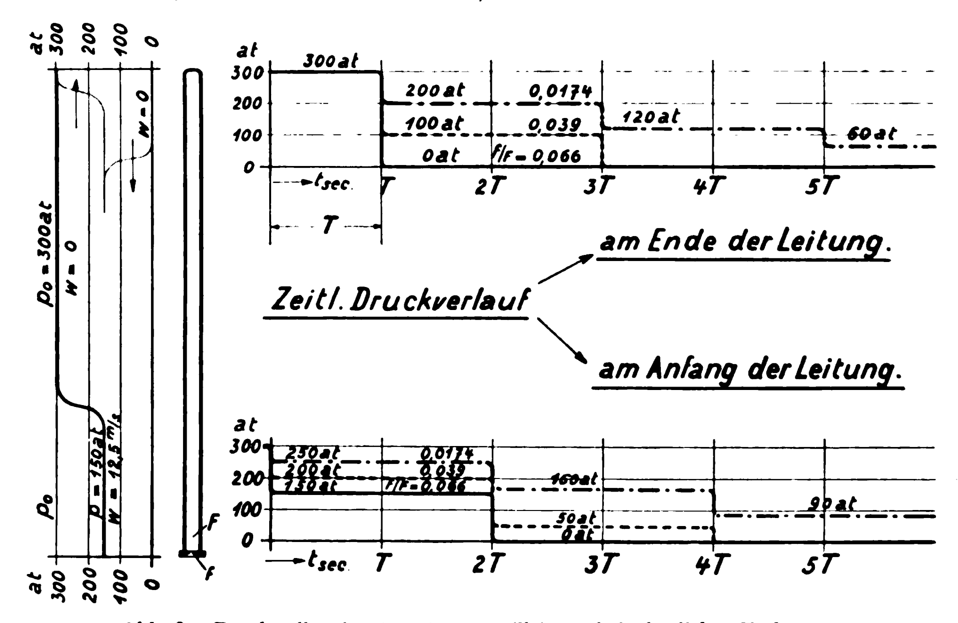


Abb. 8. Druckwellen in einer Brennstoffleitung bei plötzlicher Entlastung

Wird ein kleinerer Querschnitt $f/F = 0{,}066$ freigegeben, so findet die erste Entlastung nur bis auf 150 at statt, mit $W \sim 12{,}5$ m/s. Am geschlossenen Leitungsende erfolgt der Sprung auf $p = 0$ und $W = 0$. Bei noch kleinerer Drosselöffnung f

durch direkte Messungen beizukommen. Es ist dies aber nicht einfach, da sich alles Charakteristische in wenigen Hundertstel Sekunden abspielt und noch dazu in Stahlrohren von wenigen Millimetern l. W., wobei jede Querschnittsver-

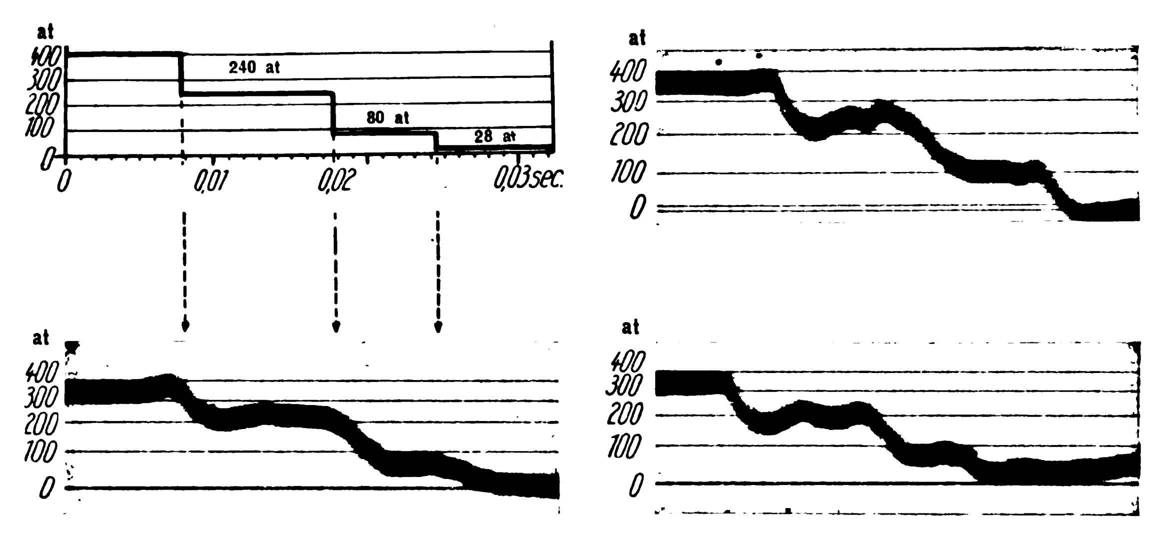


Abb. 9. Druckdiagramme bei Entlastung einer Brennstoffleitung. Leitungsdurchm. 3 mm, Mündung 1 mm, $p_0 = 400$ at

engung oder auch jede Querschnitts- und Volumenvergrößerung, die etwa für den Einbau von Indikatoren nötig wäre, den Vorgang stören könnte. Es wurde deshalb versucht, das Atmen der Brennstoffleitung selbst als Ausgangspunkt der Messung zu benutzen. Auf das Stahlröhrchen wurde eine Bleistiftmine gelegt, quer darüber eine zweite und das Ganze durch eine Einspannung zusammengehalten. Die Kontaktstelle zwischen den beiden Bleistiftminen wird beim Atmen des Röhrchens verschieden stark gepreßt, womit der elektrische Widerstand sich ändert. Fließt ein Strom durch die Kontaktstelle, so wird seine Stromstärke schwanken. Diese Stromschwankungen wurden mit einem Edelmannschen Saitengalvanometer photographisch aufgezeichnet, wobei eine in Alkohol gedämpfte Kupfersaite verwendet wurde. Das Arbeiten mit Kontaktwiderstand hat sich aber als nicht empfehlenswert erwiesen, da jeder Messung unmittelbar eine Eichung vorausgehen muß und die Kontaktstelle so schwache Ströme voraussetzt, daß ohne Verstärkerlampen nicht auszukommen ist.

Abb. 9 zeigt einige Diagramme eines Entlastungsvorganges zusammen mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf; sie geben wenigstens einen Einblick in das Kennzeichnende des Vorganges.

Zusammenfassung

An Hand einiger Beispiele wird auf die Bedeutung der nichtstationären Strömungsvorgänge in Rohrleitungen hingewiesen.

(Eingegangen am 1. August 1929)

Der Druckverlauf im Zündkammermotor[1])

Von Hans Rühle, Berlin-Friedenau

Inhalt: Eine graphisch-rechnerische Methode zur Auflösung von Differentialgleichungen wird auf ein Problem des Maschinenbaus angewandt, und dabei vorgeführt, wie auch schwierige Rechnungen bis zur schematischen Bearbeitung klargestellt werden können.

Wenn man den zeitlichen Druckverlauf in Zündkammer und Kolbenraum und die für die Zerstäubung des Brennöls maßgebende Geschwindigkeit im Verbindungskanal bei einem Vorkammermotor untersucht, führt die analytische Ableitung der Zusammenhänge auf zwei simultane gewöhnliche Differential-Gleichungen, die in geschlossener Form nicht auflösbar sind; dazu müssen graphisch-rechnerische Verfahren herangezogen werden. Es ist ein Beispiel für die Verknüpfung zwischen einem Problem des Maschinenbaus und den Methoden der praktischen Mathematik. Weitgehende Klarstellung der einzelnen Rechnungsstufen und übersichtliche Darstellung im Aufbau der Schemata und in der Bezeichnungsweise der verwendeten Größen können eine langwierige und unübersichtliche Berechnung bis zur handwerksmäßigen Bearbeitung vereinfachen.

Es folgt zunächst eine Übersicht bekannter Formel-Kurzzeichen und einiger anderer, die erst im Text näher erläutert werden.

t sec = Zeit,
α^0, $\widehat{\alpha}$ = Kurbelwinkel in Graden und Bogenmaß; äußerer Totpunkt $\alpha = 0$,

---

[1]) Dieser Aufsatz ist ein Auszug aus einer 1925 gelieferten Diplomarbeit der T. H. Hannover; das Ergebnis wurde bereits in dem umfassenden Aufsatz von Prof. K. Neumann in der ZdVdI 1928 Nr. 36, Seite 1241 verwendet.

P_1 kg/m², p_1 kg/cm², v_1 m³/kg, $T_1{}^0$ abs. = Zustandsgrößen im Kolbenraum,
P_2 p_2 v_2 . T_2 = Zustandsgrößen in der Zündkammer,
P_0 p_0 v_0 T_0 = Zustandsgrößen für $\alpha = 0$,
V_h m³ = Hubvolumen,
$V_c = \sigma \cdot V_h$ = Verdichtungsraum im Zylinder,
V_1 = das veränderliche Vol. des Kolbenraumes,
V_2 oder V_z = das konstante Vol. der Zündkammer,
f m² = Querschnitt des Überströmkanals,
n Umdr./min = Drehzahl,
μ = Ausflußziffer,
m_1 = Exponent der polytr. Zustandsänderung im Kolbenraum,
m_2 = Exponent in der Zündkammer,
$2\varrho = 2 \cdot \frac{V_1}{V_h} = 2\sigma + 1 + \cos\alpha$ = Maß für V_1, Verdichtungsgrad,
$\psi = \sqrt{2g \cdot \frac{k}{k+1} \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}$ Beiwert des überströmenden Gewichts, im Niederdruckgebiet veränderlich,
$\chi = \sqrt{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$ = Geschwindigkeitsbeiwert, im Niederdruckgebiet veränderlich,
$f/n\,[m^2 \cdot \min]$ = Charakteristik der Ausgleichskurven.

Ableitung der allgemeinen Gleichungen

Die Aufgabe stellt einen Sonderfall des allgemeinen Problems dar: Ausströmung aus einem Raum V_1 von veränderlicher Größe in einen Raum V_2, der gleichfalls veränderlich ist, durch einen veränderlichen Querschnitt f. Hier liegen V_2 und f im einzelnen Falle fest und nur V_1 ist abhängig von der Kolbenbewegung (Abb. 1).

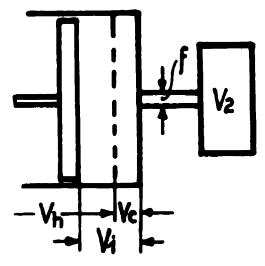


Abb. 1. Schema der Druckräume

Aus der Abb. 2, dem Volumendiagramm, ist abzulesen:

$$V_1 = V_c + \xi \cdot V_h .$$

V_c ist der durch die Konstruktion gegebene Verdichtungsraum. Der wirksame Verdichtungsraum ist größer, weil das Zündkammervolumen je nach Drehzahl und Überströmquerschnitt in verschiedenem Ausmaße hinzukommt.

Mit Vernachlässigung der verzerrenden Wirkungen der endlichen Schubstangenlänge ist

$$V_1 = \sigma \cdot V_h + \tfrac{1}{2} \cdot (1 + \cos\alpha) \cdot V_h .$$

Wird gesetzt

$$2\varrho = 2\sigma + 1 + \cos\left(\frac{\pi n}{30} \cdot t\right),$$

dann ist

$$V_1 = \varrho \cdot V_h \text{ und } dV_1 = -V_h \cdot \frac{\pi n}{60} \cdot \sin\left(\frac{\pi n}{30} \cdot t\right) \cdot dt.$$

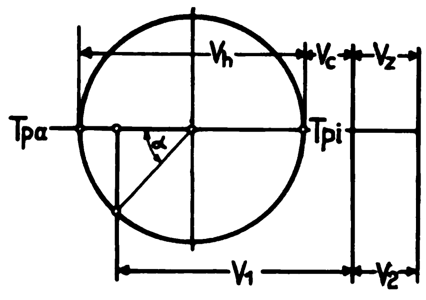


Abb. 2. Volumendiagramm

P_1 und P_2 kg/m², die Drücke im Kolbenraum und in der Zündkammer, haben beide die gleiche Anfangsgröße P_0 für $\alpha = 0$ oder $t = 0$; diese Voraussetzung ist nicht erforderlich und praktisch nicht immer ganz erfüllt, z. B. bei einem Zweitaktmotor, wo der die Zeit zum vollständigen Ausgleich nach der Ausdehnung gewährende Pumpenhub fehlt.

Die überströmende Luftmenge ist gegeben durch den Ausdruck

$$dG = \mu \cdot \psi \cdot f \cdot \sqrt{\frac{P_1}{v_1}} \cdot dt. \quad (1)$$

In dieser Gleichung ist:

a) $\psi = \sqrt{2g \cdot \frac{k}{k-1} \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}$

Dieser Wert wird für Gase bei

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \gtreqless \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} = 0{,}528$$

$$\text{zu } \psi_{max} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{2gk}{k+1}} = 2{,}15.$$

b) f der jeweils konstante Querschnitt des Verbindungskanals,

c) μ die Ausflußziffer.

Diese Zahl ist je nach den Überdruckverhältnissen, der Weite des Kanals und der Abrundung am Übergang in ihn sehr verschieden.

Andererseits ist $G_1 = \frac{V_1}{v_1}$

$$dG_1 = -d\left(\frac{V_1}{v_1}\right) = \frac{V_1}{v_1^2} \cdot dv_1 - \frac{dV_1}{v_1}. \quad (2)$$

Wird nun noch für die Zustandsänderung der eingeschlossenen Luft eine Polytrope mit dem Exponenten m_1 zugrunde gelegt, so daß

$$v_1 = v_0 \cdot \left(\frac{P_0}{P_1}\right)^{\frac{1}{m_1}}$$

und $$d v_1 = -\frac{1}{m_1} \cdot v_0 \cdot \left(\frac{P_0}{P_1}\right)^{\frac{1}{m_1}} \cdot P_1^{-1} \cdot d P_1$$

gilt, dann entsteht durch Gleichsetzen von (1) und (2)

$$\frac{d P_1}{d t} = -\frac{m_1 \cdot f}{V_h} \cdot v_0^{\frac{1}{2}} \cdot P_0^{\frac{1}{2 m_1}} \cdot \left[\mu \cdot \frac{\psi}{\varrho} \cdot P_1^{\frac{3}{2} - \frac{1}{2 m_1}}\right] + m_1 \cdot \frac{\pi n}{60} \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi n}{30} \cdot t\right)}{\varrho} \cdot P_1\right]. \qquad (3)$$

Die aus dem Kolbenraum überströmende Menge $d G$ vergrößert nun den Gewichtsinhalt der Zündkammer. Ist deren Volumen $V_z = V_2 = \text{const}$, so ist $G_2 = \frac{V_z}{v_2}$,

$$d G_2 = + d\left(\frac{V_z}{v_2}\right) = + V_z \cdot d\left(\frac{1}{v_2}\right). \qquad (4)$$

In der Zündkammer gehe die Zustandsänderung entsprechend nach einer Polytropen mit dem Exponenten m_2 vor sich. Dann entsteht durch Gleichsetzen von (1) und (4)

$$\frac{d P_2}{d t} = \frac{m_2 \cdot f}{V_z} \cdot v_0^{\frac{1}{2}} \cdot P_0^{\frac{1}{m_2} - \frac{1}{2 m_1}} \cdot \left[\mu \cdot \psi \cdot P_1^{\frac{1}{2} + \frac{1}{2 m_1}} \cdot P_2^{1 - \frac{1}{m_2}}\right] \qquad (5)$$

Für die Geschwindigkeit im Verbindungskanal gilt

$$W = \sqrt{2 g \frac{k}{k - 1} \cdot P_1 v_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]},$$

solange als

$$P_2 > 0{,}528 \cdot P_1 = P_{\text{krit}} \text{ im Zylinder,}$$

und

$$W_{(\max)} = \sqrt{2 g \frac{K}{K + 1} \cdot P_1 v_1} \text{ für } P_2 \lesseqgtr 0{,}528 \cdot P_1,$$

oder allgemein

$$W = \sqrt{2 g \cdot \frac{k}{k - 1}} \cdot \sqrt{P_1 v_1} \cdot \chi,$$

wobei

$$\chi = \sqrt{1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

mit

$$\chi_{\max} = 0{,}407 \text{ für } \frac{P_2}{P_1} \lesseqgtr \left(\frac{2}{k + 1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 0{,}528.$$

Durch Einführung der Zustandsgrößen P_0, v_0 wird

$$W = 2 g \cdot \frac{k}{k - 1} \cdot v_0^{\frac{1}{2}} \cdot P_0^{\frac{1}{2 m_1}} \cdot \left[\chi \cdot P_1^{\frac{1}{2} - \frac{1}{2 m_1}}\right]. \qquad (6)$$

Besprechung der Eigenschaften der Gleichungen

Die Frage, wie die Druckkurven verlaufen werden, welcher Art ihre Änderung bei verschiedenen Drehzahlen und Ausströmquerschnitten sein wird, ist qualitativ schon ohne Auflösung der Gleichungen zu beantworten, nur aus deren Gestalt.

Der Ausdruck für die Änderung des Kolbenraumdruckes besteht aus zwei Teilen, einem negativen, herrührend von der Ausströmung, und einem positiven, der der Veränderung des Volumens durch die Kolbenbewegung Rechnung trägt. Jener hat unter normalen Verhältnissen eine höhere Potenz von P_1 als dieser; am Ende der Verdichtung, wo die Drücke hoch gestiegen sind, kann also dP_1 negativ werden, d. h. P_1 kann wieder abnehmen.

Erhöhte Drehzahl äußert sich in einem Anwachsen des positiven Teils — P_1 steigt stark —, vergrößerter Ausströmquerschnitt in einer Zunahme des negativen — P_1 steigt langsamer. Da sich die beiden Differentialgleichungen für die Drücke gegenseitig beeinflussen, weil ψ eine Funktion beider Drücke ist, sind diese Schlüsse nicht unbedingt zutreffend. Ein großes ψ für erheblichen Druckunterschied begünstigt die Überströmung, erhöht also das negative Glied und vergrößert dP_2.

Einer Übertragung der Ergebnisse für bestimmte Maschinenabmessungen V_h, V_c, V_z und f auf andere Werte steht nichts im Wege, wenn die Abänderung dieser Größen und der Drehzahl n so geschieht, daß die Koeffizienten der Gleichungen dieselben oder wenigstens innerhalb des Rahmens der durchgeführten Untersuchung bleiben.

Wenn P_1 und P_2 gleich sind, also z. B. beim gemeinsamen Anfangszustand P_0, v_0, wird $\psi = 0$. Beide dP werden desgleichen zu Null, wenn gleichzeitig auch Totpunkt, also $\alpha = 0$ ist.

Aus den Gleichungen geht auch hervor, daß dP_2 allein zu Null wird, d. h. P_2 ein Maximum durchläuft, wenn im Verlaufe eines Hubes P_1 und P_2 gleich werden. Da dies aber nur bei abnehmendem oder gleichbleibendem P_1 möglich ist, muß $\sin \alpha$ negativ oder Null sein, d. h. Ausgleich kann erst während des Ausdehnungshubes oder frühestens im inneren Totpunkt stattfinden.

Dies ist wesentlich für den Betrieb der Zündkammermaschine, denn solange Überdruck gegen die Kammer vorhanden ist, fehlt auch die zum Zerstäuben notwendige, gegen den eingespritzten Brennstoffstrahl gerichtete Geschwindigkeit nicht.

Zum Vorteil ist es, daß geringe Überdrücke schon ansehnliche Geschwindigkeiten mit sich bringen. Ohne der Zerstäubung Abbruch zu tun, kann der Ausgleich deshalb bereits im oder kurz

nach Totpunkt stattfinden. Die durch die Teilverbrennung in der Vorkammer entstehende Drucksteigerung wirkt sich dann recht schnell durch eine rückläufige Strömung in den mit unverbrauchter Luft angefüllten Kolbenraum aus und sorgt mit Hilfe der erneuten Durchwirbelung für die zur weiteren, vollständigen Verbrennung nötige feine Verteilung des Brennstoffes.

Für die Drücke P_1 und P_2 gibt es Grenzkurven, die durch die Zahlenbedingungen des Problems gegeben sind (Abb. 3).

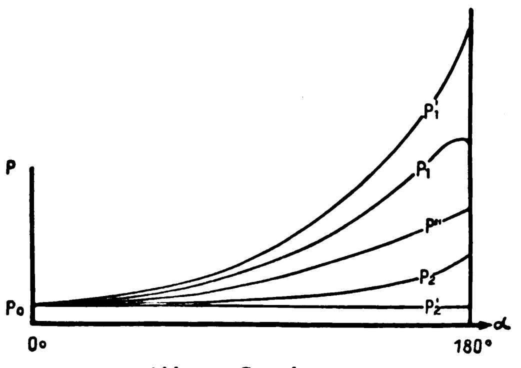


Abb. 3. Grenzkurven

Die äußeren Grenzkurven, also die obere für P_1 und die untere für P_2 ergeben sich für $f = 0$, d. h. wenn die Zündkammer überhaupt nicht als Verdichtungsraum mitwirkt. Es folgt aus (5):

$$\frac{dP_2'}{dt} = 0 \text{ und daraus } P_2' = \text{const} = P_0,$$

und aus (3):

$$\frac{dP_1'}{dt} = m_1 \cdot \frac{\pi n}{60} \cdot \frac{\sin\alpha}{\varrho} \cdot P_1'$$

oder

$$\frac{dP_1'}{P_1'} = m_1 \cdot \frac{\sin\alpha\, d\alpha}{2\varrho};$$

mit

$$d V_1 = -\tfrac{1}{2} \cdot V_h \cdot \sin\alpha\, d\alpha \quad \text{und} \quad 2\varrho = 2 \cdot \frac{V_1}{V_h}$$

entsteht:

$$\frac{d P_1'}{P_1'} = -m_1 \cdot \frac{d V_1}{V_1}.$$

Dies ist die Differentialgleichung der Polytropen

$$P_1' \cdot V_1^{m_1} = P_0 \cdot V_0^{m_1} = \text{const}.$$

Aus der Beziehung $V_1 = (\sigma + \tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{2} \cdot \cos\alpha) \cdot V_h$ ist ersichtlich, daß hierbei $V_c = \sigma \cdot V_h$ allein zum Verdichtungsraum zählt.

Die innere Grenzkurve ergibt sich, wenn P_1 und P_2 dauernd gleich sind. Hierfür versagen die Gleichungen. Es muß entweder $n = 0$ oder $f = \infty$, jedenfalls stets $\psi = 0$ gesetzt werden. Dargestellt wird die Grenze durch eine Polytrope $P'' V^m$ mit $(V_c + V_z)$ als Verdichtungsraum, und dieser nähern sich die Gleichungen unendlich dicht.

Herleitung der für die Zahlenrechnung praktischsten Form der Grundgleichungen

Zunächst soll, damit ein einheitliches Koordinatensystem zugrunde liegt, die Zeit t durch den Kurbelwinkel α ersetzt werden; und zwar in Gradmaß, um der graphischen Integrationen wegen das irrationale π als Abszisse zu vermeiden. Es wird ja der Winkel außerdem doch in Graden und nicht Bogenmaß gerechnet oder in Tafeln aufgeschlagen. Es ist $\widehat{\alpha} = \omega \cdot t$

$$d t = \frac{30}{\pi n} \cdot d\widehat{\alpha} = \frac{30}{\pi n} \cdot \frac{\pi}{180} \cdot d\alpha^0 = \frac{1}{6n}\, d\alpha^0.$$

Ferner werden der Einfachheit halber die polytropischen Exponenten m_1 und m_2 gleichgesetzt und als m in den Gleichungen weitergeführt.

Die Ausflußziffer μ, die in den Hauptgleichungen bisher unter den Variabeln steht, wird mit einem runden Mittelwert angesetzt. Sie gibt übrigens entsprechend der Form der Kanalmündung noch eine weitere Handhabe, einen bestimmten Druckverlauf hervorzurufen.

Unter Berücksichtigung der letzten Ausführungen lauten die Hauptgleichungen allgemein

$$\frac{d P_1}{d\alpha^0} = -\frac{m \cdot \mu}{3 \cdot V_h} \cdot \sqrt{v_0 \cdot P_0^{\frac{1}{m}} \cdot \left(\frac{f}{n}\right) \cdot \left[\frac{\psi}{2\varrho} \cdot P_1^{\frac{3}{2} - \frac{1}{2m}}\right]} + m \cdot \frac{\pi}{180} \cdot \left[\frac{\sin\alpha}{2\varrho} \cdot P_1\right]. \quad (7)$$

$$\frac{d P_2}{d\alpha^0} = -\frac{m \cdot \mu}{6 \cdot V_z} \cdot \sqrt{v_0 \cdot P_0^{\frac{1}{m}} \cdot \left(\frac{f}{n}\right)} \cdot \left[\psi \cdot P_1^{\frac{1}{2} + \frac{1}{2m}} \cdot P_2^{1 - \frac{1}{m}}\right]. \quad (8)$$

Ein Vergleich beider Hauptformeln mit den vorigen zeigt, daß sich jetzt für den Druckverlauf in (f/n) zwanglos eine Charakteristik ergibt, die für die Vorgänge ausschlaggebend ist. Dimensionslos ist sie leider nicht; doch tut das ihrer Verwendungsfähigkeit keinen Abbruch.

Die Gleichungen werden nun — mit p in ata — kurz geschrieben

$$\frac{d p_1}{d\alpha^0} = \frac{1}{2\varrho} \cdot \left[-C_1 \cdot \psi \cdot p_1^{\frac{3}{2} - \frac{1}{m}} + C_2 \cdot p_1 \cdot \sin\alpha\right],$$

$$\frac{d p_2}{d\alpha^0} = C_3 \cdot \psi \cdot p_1^{\frac{1}{2} + \frac{1}{2m}} \cdot p_2^{1 - \frac{1}{m}};$$

hierin bedeuten

$$C_1 = C \cdot \frac{2}{V_h} \cdot \left(\frac{f}{n}\right),$$

$$C_2 = m \cdot \frac{\pi}{180},$$

$$C_3 = C \cdot \frac{1}{V_z} \cdot \left(\frac{f}{n}\right),$$

wobei

$$C = \frac{m \cdot \mu}{6} \sqrt{v_0 \cdot P_0^{\frac{1}{m}}} \cdot 10000^{\frac{1}{2} - \frac{1}{2m}} \text{ ist.}$$

Durch Einsetzen folgender Zahlenwerte, die für eine bestimmte Maschine gelten,

$P_0 = 10000 \text{ kg/m}^2, T_0 = 350^0 \text{ abs.}, v_0 = 1{,}02 \text{ m}^3/\text{kg}$

$V_h = 10 \text{ l} = 10000 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3,$

$$V_z = \frac{1}{17{,}5} \cdot V_h = 575 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3,$$

$\sigma = {}^1/_{20}, \; 2\varrho = 1{,}1 + \cos\alpha \; m = 1{,}35; \; \mu = 0{,}7$

ergeben sich mit $C = 16{,}0$

$$C_1 = 3200 \cdot \left(\frac{f}{n}\right), \; C_2 = 0{,}0235, \; C_3 = 28000 \cdot \left(\frac{f}{n}\right)$$

und als aufzulösende Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \frac{dp_1}{d\alpha^0} &= \frac{1}{1{,}1 + \cos\alpha} \cdot \left[-3200 \cdot \left(\frac{f}{n}\right) \cdot \psi \cdot p_1^{1,13} \right. \\ &\qquad \left. + 0{,}0235 \cdot p_1 \cdot \sin\alpha \right] \cdot \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

$$\frac{dp_2}{d\alpha^0} = 28000 \cdot \left(\frac{f}{n}\right) \cdot \psi \cdot p_1^{0,87} \cdot p_2^{0,26} \cdot \quad (10)$$

Die Geschwindigkeitsgleichung geht jetzt über in

$$W = 845 \cdot \chi \cdot p_1^{0,13} \cdot \quad (11)$$

Auch für diese lassen sich übrigens Grenzlinien nachweisen. Die untere $W'' = 0$ entspricht $p_1 = p_2 = p''$. Die obere, W', gehört zu $p_1 = p_1'$ und $p_2 = p_2' = p_0$ und hat im vorliegenden Falle im inneren Totpunkt den Größtwert von 585 m/sec.

Auflösung der Gleichungen

Aus den letzten Gleichungen 9 und 10 soll nun ein System von Kurven berechnet werden, das ein anschauliches und genaues Bild von den Verhältnissen gibt. Dabei soll der Aufwand an Zeit für die Errechnung der Zahlenwerte möglichst gering sein. Man weiß bisher, daß die Kurven für p_1 zwischen den oben näher besprochenen Grenzlinien p_1' und p'', jene für p_2 zwischen p'' und $p_2' = p_0 =$ const liegen. Welche Werte für f und n zugrunde gelegt werden, ist offenbar gleichgültig, da es nur auf ihren Quotienten ankommt. Natürlich werden bei dessen Wahl doch immer bestimmte Werte vorliegen.

Die Methode der Auflösung der beiden simultanen Differentialgleichungen ist ein graphisch-rechnerisches Iterationsverfahren. Als Beispiel sei der Fall I des Diagramms der Abbildung 6 mit $(f/n) = 70 \cdot 10^{-9}$, entsprechend z. B. $d = 4$ mm und $n = 180$ Umdr./Min. ausgeführt. Die Gleichungen lauten dann

$$\left.\begin{aligned} \frac{dp_1}{d\alpha^0} &= \frac{1}{1{,}1 + \cos\alpha} \cdot \left[-0{,}000225 \cdot \psi \cdot p_1^{1,13} \right. \\ &\qquad \left. + 0{,}0235 \cdot p_1 \cdot \sin\alpha \right] \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

$$\frac{dp_2}{d\alpha^0} = 0{,}00195 \cdot \psi \cdot p_1^{0,87} \cdot p_2^{0,26} \cdot \quad (13)$$

Sehr wesentlich für schnelle Durchführung der Rechnung ist es, ob (f/n) klein oder groß ist, d. h. ob sich p_1 und p_2 zu ihren äußeren Grenzlinien entfernen oder ob beide nahe der inneren liegen. Man findet, das ψ hierbei eine maßgebende Größe ist. Sind p_1 und p_2 nur sehr wenig verschieden, also (p_2/p_1) nur wenig kleiner als 1, so gibt eine kleine Änderung der p eine ganz bedeutende in ψ; denn gerade in diesem Gebiet steigt ψ sehr rasch mit sinkendem Druckverhältnis. Es bedarf also vieler Iterationen und einer vielstelligen Genauigkeit.

Um die überaus häufige Ausrechnung der Werte für die Kurvensteigungen $\frac{dp_1}{d\alpha^0}$ und $\frac{dp_2}{d\alpha^0}$ für W zu erleichtern, wurden für die Ausdrücke

$$\psi = \sqrt{2g \cdot \frac{k}{k-1} \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$

und

$$\chi = \sqrt{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

in großem Maßstabe je eine Kurve in Abhängigkeit von (p_2/p_1) aufgezeichnet (Abb. 4), ferner für die gebrochenen Potenzen der Drücke ein logarithmisches Potenzdiagramm.

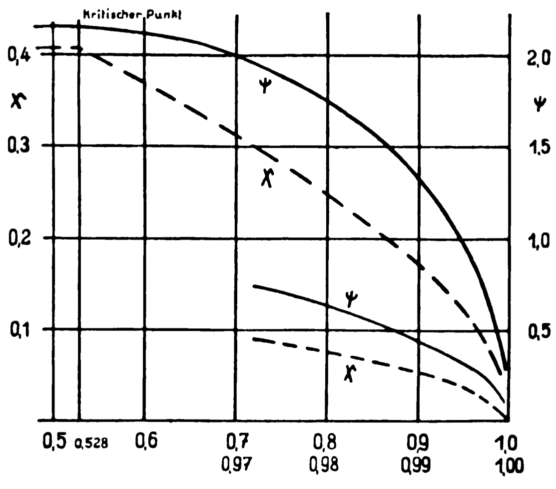


Abb. 4. Beiwerte ψ und χ

Die Rechnung verläuft nun folgendermaßen. Zunächst werde einmal angenommen, sie sei schon bis zu einem bestimmten Kurbelwirbel α_k vorgeschritten, so daß also irgendwie ein zugehöriges

p_{1_k} und p_{2_k} richtig ermittelt seien und auch die Differentialkurven bis hierher bereits festliegen. Dann können auf Grund des bisherigen Verlaufes der p-Kurven im α^0-p-Diagramm für das Ende des neuen Intervalls $(\alpha_{k+1} \div \alpha_k)$ die Drücke $p_{1_{k+1}}$ und $p_{2_{k+1}}$ schätzungsweise entnommen werden. Mit diesen ergeben sich $\left(\frac{d p_1}{d \alpha^0}\right)_{k+1}$ und $\left(\frac{d p_2}{d \alpha^0}\right)_{k+1}$, oder vielmehr, zur Vermeidung von vielen Dezimalstellen, das Hundertfache der Quotienten durch folgendes Schema:

kleinem (f/n) gibt hier das Tangentenpolygon einen Anhalt für die Anfangswerte. Bei großem (f/n) (geringem Druckunterschied) bleibt nichts übrig, als nach Schätzung in Anlehnung an die innere Grenzlinie für die ersten Intervalle Werte für die p anzunehmen, die zugehörige Steigungskurve, deren Punkte teilweise weit herausfallen werden, durch eine runde Kurve zu ersetzen und aus dieser bessere Werte zu integrieren. Dies ist z. B. nötig bei Fall III, dem technisch angewandten, der als größten Druckunterschied nur 5 at ergibt, bei einem kleinsten Druckverhältnis $p_2/p_1 \sim 0{,}75$.

α	p_1	p_2	p_2/p_1	ψ	$p_1^{1,13}$	$p_1^{0,87}$	$p_2^{0,26}$	$\sin\alpha$	a: $\frac{1}{1{,}1+\cos\alpha}$	b: $-0{,}0225\cdot\psi\cdot p_1^{1,13}$	c: $+2{,}35\cdot p_1\cdot\sin\alpha$	d: $a+b$	$a\cdot d$: $100\cdot\frac{dp_1}{d\alpha^0}$	$0{,}194\cdot\psi\cdot p_1^{0,87}\cdot p_2^{0,26}$: $100\cdot\frac{dp_2}{d\alpha^0}$

Ferner wird ein auf Millimeterpapier bezeichnetes dreifaches Koordinatensystem benutzt (Abb. 5). In dieses werden die errechneten Werte $100\cdot\left(\frac{d p_1}{d \alpha^0}\right)_{k+1}$ und $100\cdot\left(\frac{d p_2}{d \alpha^0}\right)_{k+1}$ eingetragen, und das letzte Intervall mit Hilfe der Trapez- oder Simsonschen Regel integriert. Die Integrationen liefern $p_{1_{k+1}}$ und $p_{2_{k+1}}$, die mit den ersten geschätzten nicht ganz übereinstimmen, aber jedenfalls bei nicht allzu roher Schätzung der ersten Annahme eine bessere Annäherung als diese geben werden. Mit den neuen p_1 und p_2 werden durch obiges Schema wieder die zugehörigen Steigungen berechnet, aus dem Diagramm integriert usw., bis schließlich zwei aufeinander folgende Näherungen innerhalb der Genauigkeitsgrenze keine Abweichung mehr aufweisen.

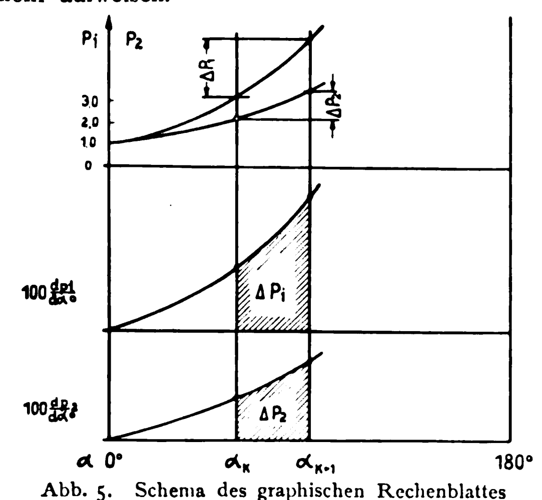


Abb. 5. Schema des graphischen Rechenblattes

Schwierig ist das Auffinden des Druck- und Steigungsverlaufes in den ersten Intervallen. Bei

Genauigkeit und Kontrollen

Da die Rechnungen und Integrationen in jedem Intervall bis zur Genauigkeitsgrenze getrieben werden, so gibt ein ungezwungen runder Verlauf der Steigungs- und Druckkurven als ganzes schon eine gewisse Bürgschaft für die Genauigkeit beider. Weil bei dem angewandten Verfahren stets der sichtbare Verlauf von Kurven vorliegt, ist die Frage nach der zulässigen Größe des Intervalls gar nicht so dringend. Es wurden am Anfang 10^0 genommen bis 60^0, dann bis 140^0 bzw. 160^0 je 20^0, und am Ende, wo Wendepunkte und Maxima in den Kurven liegen und zu Trugschlüssen verleiten können, wieder 10^0 und 5^0.

Die Integrationen wurden intervallweise vorgenommen; nur stets am Anfang und zeitweilig am Ende mußten mehrere Intervalle zusammen behandelt werden, um den Verlauf der Steigungskurven von vornherein wenigstens ungefähr beurteilen zu können.

Eine rechnerische Kontrolle liefert die Forderung, daß die Gewichtsmenge Luft in beiden Räumen V_1 und V_2 zusammen stets denselben Wert ergeben muß. Es ist:

$$G_0 = \frac{P_0 V_0}{R T_0} = \frac{P_0 \cdot V_h \cdot (1 + \sigma + V_z/V_h)}{R \cdot T_0} = 0{,}0109 \text{ kg}.$$

Die Kontrollgleichungen ergeben sich wie folgt

$$G_1 = \frac{P_1 V_1}{R T_1}, \quad \text{worin } V_1 = \tfrac{1}{2} \cdot V_h \cdot (1{,}1 + \cos\alpha)$$

$$\text{und } T_1 = T_0 \cdot \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{m-1}{m}},$$

$$G_2 = \frac{P_2 V_2}{R T_2}, \qquad G_1 = 4900 \cdot 10^{-6} \cdot p_1^{0,74} \cdot (1{,}1 + \cos\alpha)$$

$$G_2 = 560 \cdot 10^{-6} \cdot p_2^{0,74},$$

und nun muß immer $G_1 + G_2 = G_0$ sein.

Hier ist nur zu beachten, daß diese Kontrolle negativen Charakter hat. Sie bestätigt nicht die Richtigkeit, sondern deckt nur den Fehler auf; denn zu jedem p_1 gehört ein ganz bestimmtes p_2, und es können auch einmal zwei falsche p in der Gewichtssumme das richtige G_0 liefern. Aber man ist, wenn sie $G_k = G_0 \left(1 + \frac{\varepsilon}{100}\right)$ ergeben, schließlich doch zu der Annahme berechtigt, daß sie höchstens im gleichen Hundertteil ungenau sind. Als tunlichst obere Grenze für diesen Fehler wurde 1 % im Endergebnis angesehen. Größere Genauigkeit zu verlangen, hat praktisch keinen Wert in Anbetracht der Unsicherheit von m, μ, P_0, v_0.

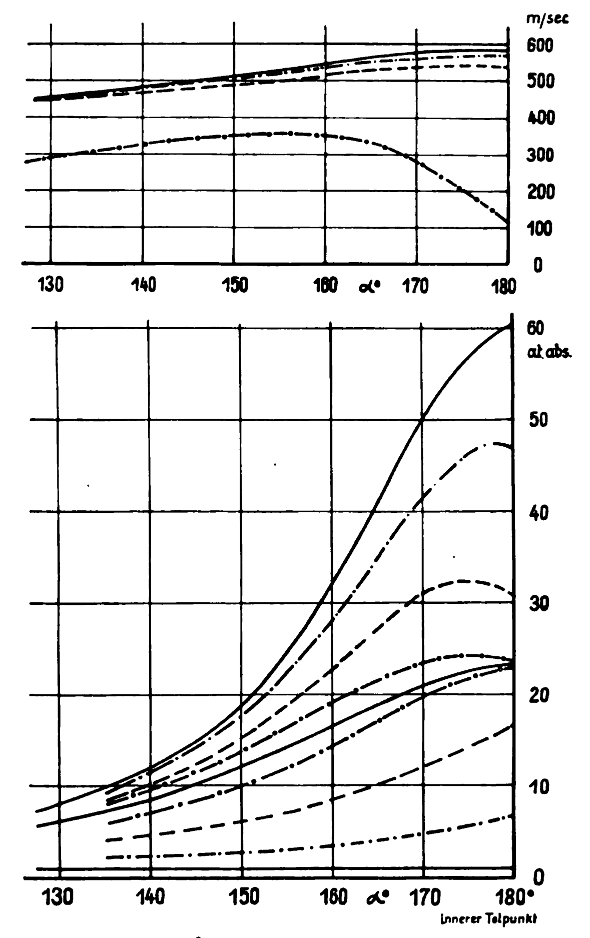


Abb. 6. Druck in Kolbenraum und Zündkammer, und Geschwindigkeit im Verbindungskanal, über der Zeit (dem Kurbelwinkel) als Abszisse aufgetragen.

$V_h = 0{,}010\ \text{m}^3$; $\frac{V_c}{V_h} = \frac{1}{20}$; $\frac{V_z}{V_h} = \frac{1}{17{,}5}$

I —·— 70; II — — — 185; III —o— 370 $\Big\} = 10^0 \cdot \frac{f}{n}$

Ergebnis der Zeitstudien

Da bei den Auflösungsmethoden der praktischen Mathematik der Zeitaufwand neben der Einfachheit das wesentliche Maß für die Güte des Verfahrens ist, sind für das beigegebene Beispiel auch Zeitermittelungen gemacht worden.

Es waren 18 Stunden nötig gewesen:

1. Für die Einrichtung und Ausführung des Integrationsblattes nach Abb. 5.
2. Für die Rechnung nach dem Schema von S. 470.
3. Für die Vervollständigung des vorläufigen Diagramms der Abb. 6.

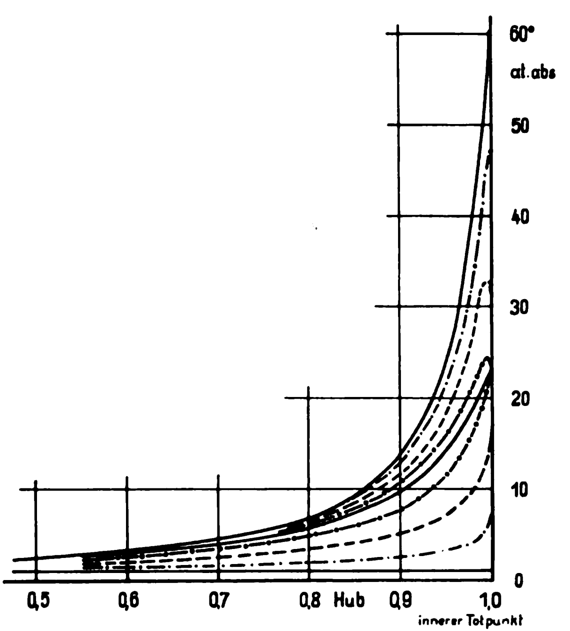


Abb. 7. Druck in Kolbenraum und Zündkammer, über dem Kolbenhub als Abszisse aufgetragen. Erläuterungen bei Abb. 6

Der Vergleichsfehler am Gewicht betrug im Endergebnis 0,15 %.

Dabei ist zu beachten:

1. Dieses Beispiel mit kleinem (f/n) ermöglichte nach dem oben Gesagten an sich schon ziemlich flottgehende Annäherung.
2. Das Rechenschema war bereits von früheren Rechnungen her eingeübt.
3. Die Endergebnisse der Intervalle wurden häufig aus den letzten Annäherungen abgeleitet, ohne daß erst bis zur Übereinstimmung der letzten zwei iteriert wurde.

Der Zeitaufwand ließe sich noch bedeutend herunterdrücken, wenn – was hier aber praktisch bedeutungslos ist — ganze Reihen von Lösungen erforderlich sind. Jede Vermehrung der Lösungen gibt besseren Anhalt für die weiteren dazwischenliegenden und schließlich führt schon Interpolation der Kurven zum Ziel.

Beurteilung des Ergebnisses

Praktisch ist dem Problem hiermit vollkommen Genüge getan. Die Kurven des Druck- und Ge-

schwindigkeits-Diagramms über dem Kurbelwinkel und über dem Hub nach Abb. 6 und 7 geben ein klares Bild für den Druckverlauf beim Verdichtungshub und für die Geschwindigkeit im Verbindungskanal. In den angeschriebenen Werten für die Charakteristik (f/n) liegt die Antwort auf die Frage nach dem „zeitlichen Verlauf des Druckunterschiedes zwischen Zündkammer und Hubraum in Abhängigkeit von der Drehzahl und vom Durchmesser des Verbindungskanals". Jedem angenommenen f entspricht ein Wert n, der seinerseits eindeutig die Zeit für 180^0 Kurbelwinkel bestimmt.

In der Zündkammermaschine ausführbar ist der Fall III, der sich für die Daten $n = 360$ Umdr./Min. und $d = 13$ mm ergeben hat. Der Druckunterschied beträgt im inneren Totpunkt nur $^1/_2$ at, dem dort bei $p \sim 23$ at noch die ansehnliche Geschwindigkeit von mehr als 100 m/sec entspricht. Das kritische Druckverhältnis wird während des ganzen Verdichtungshubes nicht unterschritten. Die größte Geschwindigkeit von ungefähr 350 m/sec wird zwischen 30^0 bis 15^0 vor Totpunkt erreicht, also sehr vorteilhaft um die Zeit des Einspritzbeginns herum. Die günstigste Betriebseinstellung mag etwa bei $\frac{f\,mm^2}{n} = 0{,}35$ liegen. Wird eine Steigerung der Leistung verlangt und soll diese durch Erhöhung der Drehzahl zustande kommen, dann muß der Ausströmquerschnitt entsprechend vergrößert werden, um denselben Druckverlauf zu erhalten.

(Eingegangen am 23. April 1929)

Schutz wissenschaftlicher Instrumente gegen Erschütterungen

Von H. J. Menges, Darmstadt

Inhalt: Gebrauch von Autoschläuchen als Schutzmittel gegen Erschütterungen.

Zum Schutz eines wissenschaftlichen Instrumentes gegen Erschütterungen setzt man es auf eine elastische Unterlage, z. B. Federn, Gummipuffer, Gummibälle usw. Hierdurch entsteht ein schwingfähiges System mit dem Instrument als träger Masse. Man muß versuchen, seinen höchsten Eigenton möglichst weit unter die niedrigste Schwingzahl der Störung zu legen.

Das Aufsuchen einer hierzu geeigneten Unterlage ist häufig umständlich. In vielen Fällen stellt ein hinreichend aufgepumpter Autoschlauch eine recht zweckmäßige Federung dar (siehe Abb. 1). Achtet man darauf, daß die Grundplatte nicht glatt, sondern nur an einigen (etwa 3—4) Stellen auf ihm liegt, so daß sich Luftsäcke ausbilden können, so gewinnt man eine nach jeder Richtung äußerst weiche Federung. Sie ist in weiten Grenzen durch Änderung des Luftdrucks bequem regelbar.

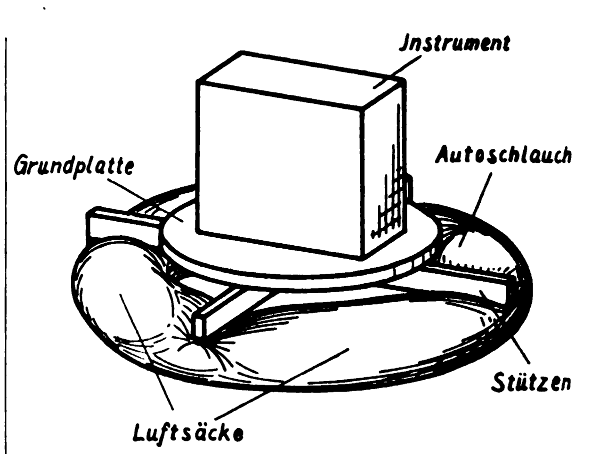


Abb. 1. Autoschlauch als Schutzmittel gegen Erschütterungen

Diese Anordnung wurde schon in verschiedenen Fällen mit recht gutem Erfolg angewandt, so z. B. bei der Aufstellung eines Interferometers im 4. Stock eines an verkehrsreicher Straße gelegenen Gebäudes.

(Eingegangen am 6. September 1929)

Leerlaufstrom und Magnetisierungsstrom des Lufttransformators

Von G. Hauffe, Dresden

Inhalt: Untersuchung der Frage, in welchen Fällen der Leerlaufsstrom eines Lufttransformators mit dem durch die Durchflutungsgleichung definierten Magnetisierungsstrom identisch ist.

Liegt ein Lufttransformator primär an der konstanten Netzspannung $\mathfrak{U}$, so gelten, wenn diese sich mit der Zeit sinusförmig ändert, die Gleichungen

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{J}_1 \mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{J}_2 j \omega M, \qquad (1)$$

$$0 = \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_2 + \mathfrak{J}_1 j \omega M. \qquad (2)$$

Hierin gilt:

$$\mathfrak{Z}_1 = R_1 + j \omega L_1,$$

$$\mathfrak{Z}_2 = R_2 + j \omega L_2,$$

und es bedeuten

R_1 = Wirkwiderstand der Primärwicklung,
L_1 = Selbstinduktionskoeffizient der Primärwicklung,
R_2 = Wirkwiderstand des Sekundärkreises,
L_2 = Selbstinduktionskoeffizient des Sekundärkreises.

Aus Gleichung (2) läßt sich $\mathfrak{J}_2$ berechnen

$$\mathfrak{J}_2 = - \frac{j \omega M}{\mathfrak{Z}_2} \mathfrak{J}_1. \qquad (3)$$

Nach Einsetzung in (1) ergibt sich der Primärstrom

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{\mathfrak{U}\,\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1\,\mathfrak{Z}_2 + \omega^2 M^2}, \tag{4}$$

und damit der Sekundärstrom

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{-j\,\omega\,M\,\mathfrak{U}}{\mathfrak{Z}_1\,\mathfrak{Z}_2 + \omega^2 M^2}. \tag{5}$$

Durch die Durchflutungsbilanz

$$w_1\,\mathfrak{J}_0 = w_1\,\mathfrak{J}_1 + w_2\,\mathfrak{J}_2$$

ist der Magnetisierungsstrom definiert

$$\mathfrak{J}_0 = \mathfrak{J}_1 + \frac{w_2}{w_1}\mathfrak{J}_2. \tag{6}$$

Setzt man die Werte von $\mathfrak{J}_1$ und $\mathfrak{J}_2$ aus (4) und (5) ein, so ergibt sich

$$\mathfrak{J}_0 = \frac{\mathfrak{U}\cdot\left(\mathfrak{Z}_2 - j\,\omega\,M\cdot\frac{w_2}{w_1}\right)}{\mathfrak{Z}_1\left(\mathfrak{Z}_2 + \frac{\omega^2 M^2}{\mathfrak{Z}_1}\right)} \tag{7}$$

Der primäre Leerlaufstrom ist

$$\mathfrak{J}_{1\lambda} = \frac{\mathfrak{U}}{\mathfrak{Z}_1}. \tag{8}$$

Aus (7) und (8) folgt unmittelbar als Bedingung der Identität

$$\mathfrak{J}_0 \equiv \mathfrak{J}_{1\lambda}$$

die Gültigkeit der Gleichung

$$1 = \frac{\mathfrak{Z}_2 - j\,\omega\,M\,\frac{w_2}{w_1}}{\mathfrak{Z}_2 + \frac{\omega^2 M^2}{\mathfrak{Z}_1}}, \tag{9}$$

bzw.

$$-j\,\frac{w_2}{w_1} = \frac{\omega\,M}{\mathfrak{Z}_1}. \tag{9a}$$

Hieraus ist leicht zu ersehen, daß der Operator $\mathfrak{Z}_1$ rein imaginär sein muß. Als erste Bedingung erhalten wir somit, daß der Kupferwiderstand der Primärwicklung vernachlässigbar klein sein muß. Der Lufttransformator arbeitet dann mit konstanter primärer EMK! Ist also

$$R_1 = 0, \quad \mathfrak{Z}_1 = j\,\omega\,L_1,$$

so wird aus (9a)

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{M}{L_1}. \tag{10}$$

An anderer Stelle[1]) ist nachgewiesen worden, daß diese Gleichung nur erfüllt ist für einen Ringspulenlufttransformator mit innerer Primärwicklung.

Nachdem die bisherigen Untersuchungen, insbesondere die Gleichung (9a), ergeben haben, daß konstante elektromotorische Kraft in der inneren Wicklung, welche bisher Primärwicklung war, Voraussetzung für die Identität des Leerlaufsstromes und des Magnetisierungsstromes ist, kann die Frage leicht erledigt werden, ob die Identität nicht auch vorliegt, wenn die innere Spule als Sekundärwicklung mit konstanter EMK betrieben wird?

Sei die innere Spule durch den Index 2 gekennzeichnet, so gilt für sie im Betrieb

$$\mathfrak{E}_2 = -j\,\omega\,L_2\,\mathfrak{J}_2 - j\,\omega\,M\,\mathfrak{J}_1, \tag{11}$$

im Leerlauf

$$\mathfrak{E}_2 = -j\,\omega\,M\,\mathfrak{J}_{1\lambda}. \tag{12}$$

Da konstante EMK vorausgesetzt war, sind die rechten Seiten der beiden Gleichungen einander gleich. Es folgt also

$$\mathfrak{J}_{1\lambda} = \mathfrak{J}_1 + \frac{L_2}{M}\mathfrak{J}_2. \tag{13}$$

Der Vergleich mit (6) liefert als Bedingung der Identität $\mathfrak{J}_0 \equiv \mathfrak{J}_{1\lambda}$

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{L_2}{M}.$$

Diese Gleichung ist erfüllt für den Ringspulenlufttransformator mit innerer Sekundärwicklung.[2])

Zusammenfassung

Leerlaufsstrom und Magnetisierungsstrom, wie er durch die Durchflutungsbilanz definiert ist, sind bei einem Lufttransformator im allgemeinen nicht miteinander identisch. Vielmehr liegt diese Identität nur beim Ringspulenlufttransformator vor, dessen innere Spule mit konstanter EMK betrieben wird.

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. 10. Jahrg., Nr. 2, 1929, 66.

[2]) l. c.

(Eingegangen am 28. April 1929)

Mitteilungen aus Technik und Industrie

Askania-Rohrkamera

Von F. Zaunschirm, Berlin

Zur Untersuchung der Innenwandung von Hohlwellen, Rohren usw. auf Fehlstellen (Lunker, Risse, Rostbildung, auf mangelhafte Bearbeitung, Verschleiß) dienen periskopartige Betrachtungsrohre mit Winkelprisma und Beleuchtungseinrichtung, die in die Körper eingeführt werden. Zur Ersetzung der Betrachtung mit dem Auge durch photographische bzw. kinematographische Aufnahmen wurde ein Gerät[1]) entwickelt, welches

[1]) Firma Askania-Werke A.-G., Berlin-Friedenau.

nach Abb. 1 [2]) aus einem 4,4 m langen Brückenträger besteht, der an der Oberseite 2 Fahrschienen (6) trägt. Auf diesen ist ein Wagen mit

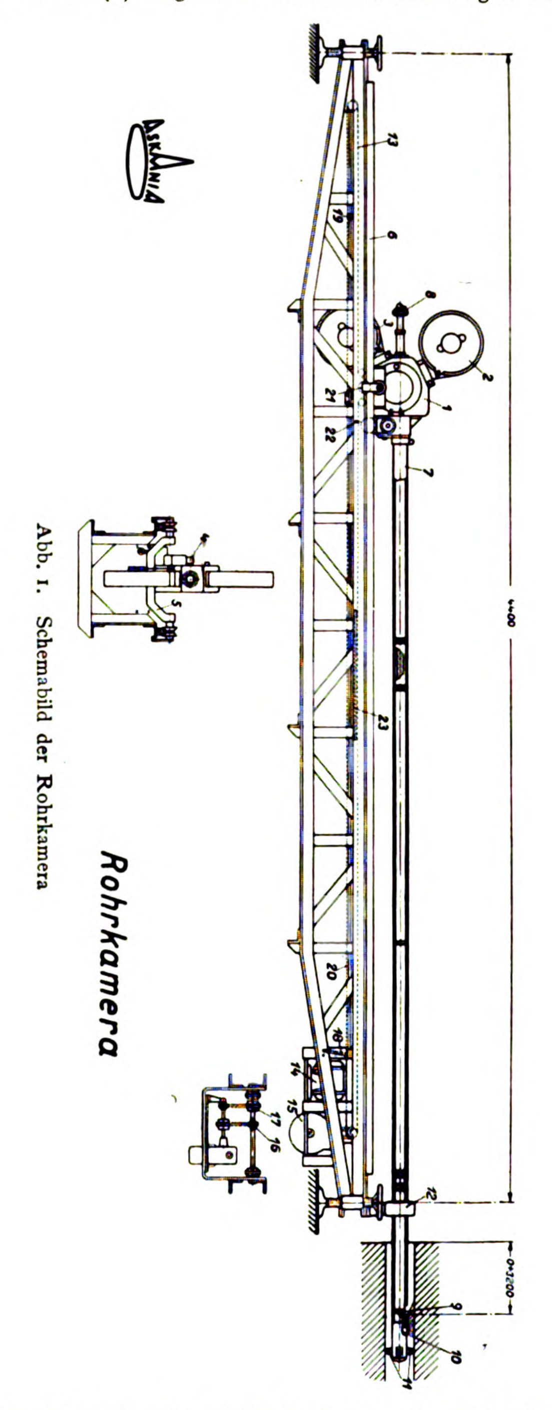


Abb. 1. Schemabild der Rohrkamera

der Kamera (1) und Beobachtungsrohr (7) fahrbar angeordnet. Das 3,25 m lange Beobachtungsrohr wird mechanisch in das Untersuchungsobjekt eingeführt, das vor dem Kopf des Brückenträgers aufgebaut ist. Das Kopfende des Beobachtungsrohres ist mit nachstellbaren Führungsrollen versehen, die dem Rohr als Führung im Untersuchungsobjekt dienen. Zur Abstützung des Rohres ist am Vorderende des Brückenträgers eine Lünette (12) aufgesetzt, in der das Rohr für Transportzwecke festgeklemmt werden kann.

In dem Beobachtungsrohr sind am Kopfende eine Beleuchtungslampe (16 Volt 100 HK) und ein Winkelprisma eingebaut, die das Bild des Prüfobjektes über ein in das Rohr (7) eingebautes optisches System mit Aufrichteprisma auf den in

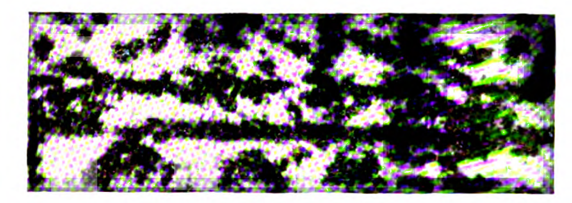


Abb. 2. Aufnahmeabschnitt aus einem gezogenen Rohr mit Rostbildung

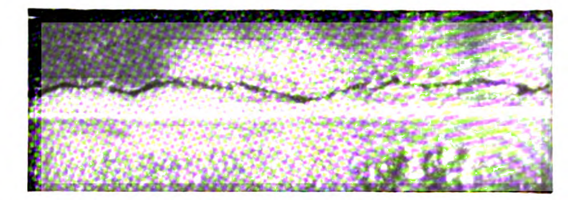


Abb. 3. Aufnahmeabschnitt aus einer gußeisernen Rohrschelle mit einem Längsriß

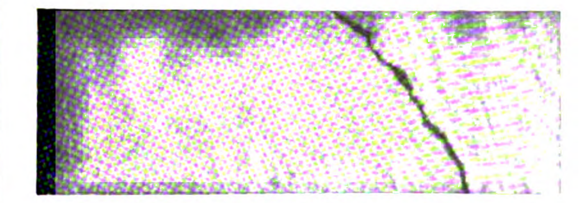


Abb. 4. Aufnahmeabschnitt aus einer gußeisernen Rohrschelle mit einem Querriß

der Kamera hinter einem Bildfenster (18 × 24 mm) vorbeigeführten Filmstreifen abbilden. Das Bildfenster der Kamera ist mit einer verstellbaren Kulissenblende ausgestattet, die eine beliebige Veränderung der Belichtungsdauer gestattet. Eine in die Kamera eingebaute Betrachtungslupe dient zur Kontrolle der Schärfeneinstellung und zur Betrachtung des Bildes während der Aufnahme. Die Schärfeneinstellung des Objektives erfolgt durch Verstellen einer kameraseitig angeordneten Kordelschraube, die mit Hilfe einer Triebstange die vordere Objektlinse nachstellt. Die Triebstange ist ebenso wie die diametral hierzu angeordnete Lampenstromleitung seitlich am Objektivrohr unter einer U-förmigen Deckschiene geführt.

²) Ausführliche Besprechung in der Zeitschrift „Die Kinotechnik", II (1829), Heft 7.

Die Aufnahme erfolgt streifenförmig in der Weise, daß bei jedem Rücklauf der Kamera ein Rohrstreifen von 12 mm Breite in linear zweifacher Vergrößerung aufgenommen wird. Während des Vorlaufes wird das Beobachtungsrohr automatisch um den für Aufnahme des nächsten Streifens nötigen Winkel weitergeschaltet durch eine mit den endlosen Ketten (13) zusammenwirkende mechanische Schalteinrichtung. Den Vor- und Rücktransport der Kamera betätigt ein Elektromotor (14) über ein Getriebe (15), Vorgelege (16 und 17) und Kettenzüge. Für die Umschaltung vom Vorzum Rücklauf und umgekehrt dient ein Umschalter, den die Kamera mit Hilfe von einstellbaren Anschlägen (19 und 20) schaltet. Der Filmtransport ist mit der Kamerabewegung so gekuppelt, daß die oben angegebene Gesetzmäßigkeit zutrifft. Eine Filmbewegung erfolgt jedoch nur beim Aufnahmelauf, während beim Rücklauf der Kamera der Film stillsteht.

Die Laufgeschwindigkeit der Kamera beträgt 30—50 cm je Minute, wobei der Rücklauf durch besondere elektrische Schaltung schneller erfolgt als der Aufnahmelauf. Nach Vollendung einer Umdrehung des Beobachtungsrohres schaltet ein automatischer Endausschalter (22), desgleichen auch ein Sicherheitsrelais bei evtl. Lampenstörungen, die gesamte Apparatur aus.

Aus den nebenstehenden Aufnahmeabschnitten ist die Arbeitsweise der Kamera und die Güte der mit dem Gerät aufgenommenen Filme ersichtlich. Abb. 2 zeigt ein gezogenes Rohr (Gasrohr) mit Rostbildung und Abb. 3 und 4 zeigen gußeiserne Rohrschellen mit Rissen.

(Eingegangen am 31. Juli 1929)

Zuschriften an die Schriftleitung

Über eine einfache photometrische Einrichtung

Von G. J. Pokrowski

In die Mitteilung haben sich folgende Druckfehler eingeschlichen:

S. 327, Z. 13 v. u. lies $K\frac{\cos\varphi\cdot\cos(\alpha-\varphi)\,d\varphi}{\alpha}$

S. 328, Z. 4 vor dem ersten Gliede in der eckigen Klammer soll ein Minuszeichen stehen;

S. 328, Z. 5, 6 lies: $+\cos^2\left(\alpha-\operatorname{arctg}\frac{b}{a}\right)\sin\alpha\ldots$

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Die Photographie in Wissenschaft und Praxis. Autorisierte deutsche Ausgabe von A. Hay. XIII, 532 S., 192 Abb. i. T. und einem Bilderatlas als Anhang. F. Deuticke, Wien. 1929. Rm. 32,—, geb. Rm. 35,—.

Föppl-Becker-Heydekampf, Die Dauerprüfung der Werkstoffe usw. V, 124 S., 103 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1929.

Frenkel, J., Einführung in die Wellenmechanik. VII, 317 S., 10 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 26,—, geb. Rm. 27,60.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. System Nr. 59: Eisen, Teil A. Lief. 1. 224 S. Verlag Chemie G. m. b. H., Berlin. 1929.

Jahrbuch 1929 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V. Berlin-Adlershof. XII, 480 S., zahlr. Abb. R. Oldenbourg, München. 1929. Geb. Rm. 42,—.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. Zweiter Band. II. Hälfte. I. Teil. XVI, 1727 S., 498 Abb. Zweiter Band. II. Hälfte. II. Teil. XVI, S. 1709—2392, 223 Abb. Fr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Beide Bände brosch. Rm. 87,50, geb. Rm. 95,—.

Oberth, H., Wege zur Raumschiffahrt. 3. Aufl. von „Die Rakete zu den Planetenräumen". VII, 423 S., 4 Taf., 159 Abb. R. Oldenbourg, München. 1929. Rm. 20,—.

Prandtl-Tietjens, Hydro- und Aeromechanik. I. Band. VIII, 238 S., 178 Abb. Julius Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 15,—.

Schmidt, H., Aerodynamik des Fluges. VII, 258 S., 81 Abb. Walter de Gruyter & Co., Berlin. 1929. Rm. 15,—, geb. Rm. 16,50.

Thoma, D., Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule in München. Heft 3. 163 S., 233 Abb. R. Oldenbourg, München. 1929. Rm. 12,—.

Wien, W. und F. Harms, Handbuch der Experimentalphysik. A. König: Geometrische Optik. Band 20. 2. Teil. IX, 570 S., 258 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Rm. 50,50, geb. Rm. 52,—.

Besprechungen

◆Lommel, E. v., **Lehrbuch der Experimentalphysik.** 29. und 30. vollst. umgearb. Aufl. Herausgegeben von W. König und P. Cermak. XIII, 594 S., 431 Abb. i. T. u. 4 Taf. Joh. Ambr. Barth, Leipzig. 1929. Geb. Rm. 17,—.

Seit einem Menschenalter liegt die Pflege des Lommelschen Lehrbuches in den bewährten Händen von W. König, der es bis heute verstanden hat, durch dauernde Bearbeitung des Stoffs die Beliebtheit des Lehrbuches bei der studierenden Jugend unvermindert wach zu halten. Die Vorzüge des Lommels sind zu bekannt, als daß sie hier hervorgehoben werden müßten. Erwähnt seien nur Erweiterungen der Aerodynamik und Akustik, einige Umstellungen der Elektrizitätslehre, die der Straffheit des Aufbaues zugute kommen. Bemerkenswert ist, daß trotz aller Ergänzungen eine Verminderung des Umfanges um fast 100 Seiten durch Kürzungen oder Kleindruck von Unwichtigerem erreicht ist, eine Leistung der Darstellungskunst, die heute wohl kaum ein anderes Lehrbuch für sich in Anspruch nehmen kann. Hand in Hand damit geht der ungewöhnlich niedrige Preis, der die Anschaffung dieses Buches wohl jedem erlaubt.

Nur eins scheint dem Referenten bedauerlich: daß sich das zweifellos bessere Papier — die letzte Auflage war in der Inflation erschienen — für die Figuren weniger eignet; jedenfalls sind sie in den voraufgegangenen Auflagen unzweifelhaft klarer, was vielfach unmittelbar in die Augen fällt. Auch dürften manche Druckstöcke erneuerungsbedürftig sein, teils aus Gründen der Modernität, teils erhöhter Klarheit wegen. Die Kosten ließen sich vielleicht durch Weglassen entbehrlicher Figuren ausgleichen. Trotzdem muß anerkannt werden, daß der Verlag durch neue Tafeln und Leineneinband bemüht war, der neuen Auflage auch äußerlich eine mehr als preiswürdige Ausstattung zu geben. Möge der Lommel in seiner neuen Auflage weiteren Gene-

rationen junger Naturwissenschaftler dienen wie schon seit 36 Jahren. O. v. Auwers.

◆Wien, W. und F. Harms, **Handbuch der Experimentalphysik.** Band 7. Teil 2. H. Ott, Strukturbestimmung mit Röntgeninterferenzen. R. F. Herzfeld, Gittertheorie der festen Körper. XII, 432 S., 196 Abb. und 7 Taf. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1928. Geh. Rm. 37,—, geb. Rm. 39,—.

Der erste Teil dieses Buches behandelt auf 322 S. das Gebiet der Strukturforschung mit Röntgenstrahlen, worüber in den letzten Jahren eine ganze Reihe von Darstellungen erschienen sind. Es versteht sich von selbst, daß diese Werke inhaltlich nicht übermäßig verschieden sein können. Bei der vorliegenden Darstellung ist der Verfasser von Hause aus theoretischer Physiker, und dementsprechend ist das Buch von einem recht hohen physikalischen Niveau aus geschrieben. Das muß von physikalischer Seite aus unbedingt als ein großer Vorzug des Buches bewertet werden, insbesondere im Rahmen eines physikalischen Handbuches. Besonders liebevoller Behandlung erfreuen sich natürlich die beiden Kapitel, in welchen die zurzeit akuten Intensitätsfragen behandelt sind, und in denen die wellenkinematische Interferenztheorie einerseits und die dynamische Interferenztheorie andererseits abgehandelt sind. Doch sind auch alle anderen Teilgebiete sachlich und formal einwandfrei dargestellt, mit guten Figuren und einer sorgsamen, weise beschränkten Auswahl von Literaturzitaten versehen.

In übersichtlicher Anordnung werden in dem 2. Teile des vorliegenden Buches auf 100 S. die Hypothesen und Ansätze der Gittertheorie der festen Körper wiedergegeben, und ihre Durchführung, die nicht ohne schwieriges mathematisches Rüstzeug auskommt, angedeutet, sowie die Erfolge dargelegt, die bezüglich der Herleitung phänomenologisch beobachtbarer Konstanten aus jenen Gittervorstellungen erzielbar sind. Über den derzeitigen Stand dieser Theorie samt ihren Lücken und Aussichten gibt das Buch einen vorzüglichen handbuchmäßigen Überblick.

K. Herrmann.

◆Sommerfeld, A., **Atombau und Spektrallinien. Wellenmechanischer Ergänzungsband.** X, 351 S. m. 30 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1929. Rm. 12,—, geb. Rm. 14,50.

Die ältere Quantentheorie des Atoms hat ihre anerkannt hervorragende Darstellung in dem berühmten Buche von Sommerfeld „Atombau und Spektrallinien" gefunden. In den letzten 5 Jahren wurden aber von L. de Broglie, W. Heisenberg und E. Schrödinger neue Wege beschritten, um die Schwierigkeiten zu überwinden, welche immer mehr bei der Elektronenbahn-Vorstellung der älteren Atomtheorie zutage traten. Sommerfeld hat nicht eine vollständig umgearbeitete, auf jenen Gedanken beruhende 5. Auflage seines Buches herausgegeben, sondern sich mit einem an die letzte Auflage anschließenden Ergänzungsband begnügt. Der Physiker, welcher diese Umgestaltung kennen und sich aneignen lernen will, wird Sommerfeld dafür Dank zollen, daß hier in so preiswerter Ausführung und didaktisch hervorragender Form eine systematische Darstellung der Entwicklung der Atomphysik seit 1924 geboten wird. Dieses Buch ist ebenso wie das Hauptwerk nicht nur für den rein theoretischen, sondern auch für den experimentellen Physiker bestimmt, welcher theoretische Hilfsmittel nicht verschmäht.

Die erste Hälfte des Bandes bringt eine Einführung in die Wellenmechanik, ihre Grundlagen und einfachsten Anwendungen auf Oszillator, Rotator, das Spektrum des Wasserstoffatoms, symmetrische Kreisel-Molekeln usw.; die statistische Auffassung der Elektronenladungswolke wird vom Verfasser angenommen, die Wellenmechanik aber in Anbetracht ihrer praktischen Einfachheit und Übersichtlichkeit vorgezogen. Dabei wird meistens die vom Verfasser ausgestaltete „Polynommethode" (ohne weitergehende Funktionentheorie) für die Ableitungen verwendet. Die zweite Hälfte bes Bandes geht zunächst auf das Störungsproblem der Wellengleichungen ein und wendet seine Theorie auf jene Fragen an, welche der älteren Quantentheorie des Atoms besondere Schwierigkeiten boten, wie Dispersion, lichtelektrischer Effekt, Spektrum des Heliums. Dabei wird auch das Problem der Beugung von Elektronenstrahlen und der Zusammenstoß zweier Korpuskeln, sowie der Comptoneffekt behandelt. Den Abschluß bildet eine durch Verwenduug zweidimensionaler Matrizen vereinfachte Darstellung der Diracschen Elektronentheorie, welche eine relativitätstheoretische Ableitung des Elektronendralls liefert.

R. Swinne.

◆Güntherschulze, A., **Electric Rectifiers and Valves.** Übersetzt und ergänzt durch Norman A. de Bruyne. IX, 212 S., 94 Fig. i. T. u. auf 9 Taf. Champman und Hall Ltd., London. 1927. Geb. 15 sh net.

Dem englisch sprechenden Leser wird die Übersetzung der ersten Auflage des bekannten Werkes von Güntherschulze eine willkommene Ergänzung zu dem vorher im gleichen Verlage erschienenen Buch von Jolley „Alternating Current Rectification" sein. Der Schwerpunkt des Jolleyschen Buches liegt mehr in einer mathematischen Analyse der Gleichrichtungsvorgänge; auch behandelt Jolley die Hochvakuumgleichrichter und Krystallgleichrichter, die in dem Werk von Güntherschulze nur kurz gestreift werden, ausführlich. Das letztere Buch schildert in der ersten Hälfte (S. 1—105) die physikalischen Vorgänge, auf denen die Wirkung der Gleichrichter beruht, insbesondere die Gasentladungen. Ein anschließender Abschnitt ist dem Vorgang der Gleichrichtung gewidmet. Mit S. 136 beginnt dann die Beschreibung der einzelnen Gleichrichtertypen: Mechanische Gleichrichter, elektrolytische Gleichrichter, Glühkathoden- und Quecksilberdampfgleichrichter. Durch geschickt eingeführte Zusätze hat der Übersetzer das Werk modernisiert. Ausstattung und Druck des Buches sind musterhaft. Es ist nur zu wünschen, daß die übersichtliche und leichtverständliche Darstellung des gesamten Gleichrichtergebietes durch einen der Pioniere der Gleichrichterentwicklung auch im Ausland einen recht großen Leserkreis findet und so das Interesse an dieser für viele Zwecke äußerst vorteilhaften Stromversorgung weiter geweckt und gefördert wird. A. Gehrts.

◆**Geophysik,** 1. Teil. (Handbuch der Experimentalphysik, Band 25, 1. Teil). Unter der Redaktion von G. Angenheister bearbeitet von G. Angenheister, J. Bartels, H. Benndorf, K. Büttner, A. Defant, W. Milch, L. Vegard. XIV, 699 S., 185 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig. 1928. br. Rm. 63,—, geb. Rm. 65.—.

Der augenblickliche Stand der Geophysik und der Umfang ihres Gebietes erfordert zusammenfassende Darstellungen, einmal zur Querverbindung ihrer vielfach getrennt entwickelten Teilgebiete, sodann aber auch, damit für Physik und Technik und die anderen Nachbargebiete der geophysikalische Stoff bequem zugänglich gemacht werde.

Vorzüglich eignet sich dafür dieses Buch. Es ist zwar noch kein vollständiges Handbuch der Geophysik, was uns hier im Rahmen des Handbuchs der Experimentalphysik vorliegt, aber doch eine höchst willkommene Darstellung wichtiger Abschnitte aus der Geophysik von Autoren, die auf den von ihnen behandelten Gebieten zu Hause sind. Während die Meteorologie (Statik und Dynamik der Atmosphäre von Defant, Gezeitenschwingungen der Atmosphäre von Bartels) etwas knapp wegkommt mit vorwiegend theoretischer Darstellung ohne näheres Eingehen auf die Meßtechnik, befassen sich die anderen Kapitel auch besonders mit den Beobachtungsmethoden: Optik der Atmosphäre von Milch, Atmosphärische Elektrizität von Benndorf, Nordlicht von Vegard, Durchdringende Strahlung von Büttner, Magnetfeld der Erde von Angenheister und Bartels.

Auf manchen der dargestellten Gebiete ist die Ent-



wicklung inzwischen schnell weiter geschritten; das gilt z. B. für die Deutung der grünen Nordlichtlinie und für die Höhenstrahlung. Aber dagegen läßt sich nichts machen; was wir im Augenblick für richtig halten, kann ja sehr bald ein gleiches Schicksal haben. Schon die Zeit zwischen der Korrektur einer Darstellung und ihrem Erscheinen als Buch ist mitunter zu lang. Nehmen wir es als ein Zeichen, das hier Leben herrscht! Dieses Buch ist eindringlichst zu empfehlen. A. Wigand.

◆Valier, M., **Raketen-Fahrt.** 5. Aufl. von „Vorstoß in den Weltenraum, eine technische Möglichkeit." X, 252 S., 72 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1928. Kart. Rm. 8,50.

Die in dem gleichen Verlage, in welchem bereits 1923 die Schrift von H. Oberth „Die Rakete zu den Planetenräumen" und 1925 die Schrift von W. Hohmann, „Die Erreichbarkeit der Himmelskörper" erschienen sind, herausgegebene Schrift von Valier, dessen „Vorstoß in den Weltenraum" zuerst 1924 erschien, hat diesmal den bescheideneren Titel „Raketenfahrt". Hiermit wollte der Verfasser zum Ausdruck bringen, daß zunächst „der Wille, den Raketenmotor zu schaffen" in den Vordergrund treten müsse, ehe man sich weitreichenden Plänen zuwenden könne. Gleichwohl enthält die Schrift im ersten Drittel an sich physikalisch und mathematisch richtige Spekulationen über die Bedingungen zur Weltraumfahrt, die zu berücksichtigen sind, wenn die Grundbedingung, die Erreichung extrem hoher Geschwindigkeiten von der Größenordnung von 12000 m/sec zu erfüllen wäre. Dem Streben des Verf. nach Allgemeinverständlichkeit entsprechend sind hierbei vielfach nur die Resultate der Berechnungen mitgeteilt, wobei sich der Verf. auf die obengenannte Schrift von Hohmann stützt, der in seinem Buche besonders die Fragen der Rückkehr zur Erde in spiralförmigem mehrfachen Umlauf bei Bremsung durch den Luftwiderstand und die Bedingungen für Fahrten nach dem Monde und den Nachbarplaneten rechnerisch untersucht.

Solche Spekulation, die zu räumlich denkbaren und technisch wie finanziell überhaupt realisierbaren Verhältnissen der Startmasse zu der mit der Nutzlast endlich zur Erde zurückkehrenden Masse nur führen, wenn man, wie der Verf., ohne den Beweis dafür zu erbringen, Ausströmungsgeschwindigkeiten von 4000 m/sec für möglich hält, sollten füglich als ferner Ausblick am Ende statt am Anfang des Buches stehen.

Der zweite Teil behandelt nun die Mittel zur Erreichung hoher Massengeschwindigkeiten. Nach einer kurzen Übersicht über Wurf-Abschnellmaschinen und Geschütze, die natürlich alle für Raumfahrtzwecke ungeeignet sind, werden eingehender die mechanischen und physikalischen Grundlagen der Raketenwirkung besprochen, auf die ja schon Newton als die einzige uns bekannte Möglichkeit der Fortbewegung im luftleeren Raume hingewiesen hat.

Sodann folgt ein recht interessanter historischer Abschnitt „Von der Leuchtrakete zum Raumschiff", worin im dritten Abschnitt dieses Teils die Projekte der Gegenwart behandelt werden. Das daran anschließende Kapitel „Raketentechnik" behandelt die Herstellung der Pulverraketen und der Hochleistungs-Pulverraketen. Der letzte Teil „Raketenfahrt" bringt Einzelheiten über den Raketenwagen, die wagemutige Fahrt von Fritz Opel auf der „Avus-Bahn" und die eigenen Versuche des Verf. auf dem Kleinbahngeleise im Harz. Daran schließt sich endlich noch ein Kapitel über die Zukunft eines Raketenflugzeugs und der Raketenfahrt Berlin—New-York in 15 Minuten.

Wenn man auch nicht sagen kann, daß es dem Verf. gelungen ist, die eigentlichen Grundfragen bezüglich der Möglichkeit wesentlicher Fortschritte in der Fernbahnbewegung großer Massen durch Raketenantrieb hinreichend zu beleuchten, so zeigt doch die obige Übersicht, daß das Buch vielerlei Anregungen für den Physiker bietet. Auf die ernsthaften Kritiken zum Raketenproblem von v. Eberhard und H. Lorenz, der, was das Massenverhältnis angeht, die Überbrückung von 3000 km in 23 Minuten bei einem Gewichtsverhältnis von 4,22 der Startlast zur Nutzlast immerhin als in den Bereich technischer Möglichkeiten liegend hält, geht der Verf. freilich an keiner Stelle ernstlich ein. Es ist allerdings wohl zu weitgehend, wenn man diese Projekte vom Standpunkt eines rentabelen Verkehrs aus behandeln will. Man muß sich vorerst wohl mit der Prüfung der Frage befassen, welche Raketenprojekte sich als einmaligen Versuch mit finanziell und technisch erreichbaren Mitteln eines opferwilligen Konsortiums durchführen lassen. Keines dieser Projekte, z. B. auch nur die Erreichung von Höhen von 100 km zur Erforschung dieser Schichten, wird vom Verf. gründlich durchgesprochen, so wenig wie der Abbrand großer Mengen in kurzer Zeit ohne Gefahr. Um 10 Tonnen auf den Mond zu befördern, bedarf man bei einer Auspuffgeschwindigkeit von 2000 m/sec eines Gesamtgewichts von rund 2500 Tonnen. Das sind keine technisch undenkbaren Zahlen. Um aber diese gegen die Schwere mit 10 m/sec² Beschleunigung zu heben, muß eine Substanzmenge von 25 Tonnen in der ersten Sekunde verbrennen und aus einer Düse mit der genannten Geschwindigkeit abströmen. Wie soll der gefahrlose Abbrand einer solchen Menge von Pulver bewirkt werden, oder wie steht beim Abbrand flüssiger Brennstoffe mit verdichtetem Sauerstoff, die der Verf. für vorteilhafter hält als Schwarzpulver, das Verhältnis des Behältergewichts zu ihrem Inhalt. Auf alle diese Fragen wird in der Propagandaschrift nicht wirklich ernsthaft und überzeugend eingegangen.

Immerhin hat der Verf. das Verdienst, mit zur Beschäftigung mit dem Raketenproblem, das allzu lange vernachlässigt wurde, erneut beigetragen zu haben; sein Buch kann allen Lesern unter den Physikern, die ein Interesse für das dieses Problem gefaßt haben, als eine zum Nachdenken vielfach auffordernde Lektüre empfohlen werden.

E. Bollé.

Wissenschaftliche Nachrichten

Akron, Ohio, USA. Hier hat sich auf Anregung des derzeitigen Präsidenten E. Karrer, wissenschaftlicher Mitarbeiter der B. F. Goodrich Company, eine Gesellschaft für angewandte Physik gegründet. Die Anschrift ist: The Akron Society of Applied Physics, Akron, Ohio, der Vorstand für 1929/30 setzt sich wie folgt zusammen:

E. Karrer,
A. H. Rollenfson,
W. W. Loomis.

Wir begrüßen diese Gründung herzlich. G. Gehlhoff.

Allgemeine Mitteilungen

Das Deutsche Erfinderhaus e. V., Hamburg 36, teilt uns mit:

Auf Grund der soeben erschienenen amtlichen Veröffentlichungen sind im Jahre 1928 70895 Patentanmeldungen gegenüber 68457 im Vorjahre beim Patentamt eingegangen. Das bedeutet eine Zunahme von etwa 3 %.

Auf dem Gebiete der Chemie wurden bei 283 Anmeldungen 132 Patente erteilt.

Den 70895 Patentanmeldungen stehen 15598 (etwa 25 %) Patenterteilungen gegenüber. Die hohe Zahl der Ablehnungen beweist am besten, wie notwendig der vom Erfinderhaus eingerichtete sorgfältige Vorprüfungsdienst ist, der zum Ziel hat, die vielen mit hohen Kosten verbundenen nutzlosen Anmeldungen der durchweg mittellosen Erfinder von vornherein möglichst auszuschalten. Dadurch wird gleichzeitig eine längst notwendig gewordene Entlastung des Reichspatentamtes bewirkt, denn im verflossenen Geschäftsjahr konnten nur 56893 Anmeldungen endgültig erledigt werden. Am Jahresschluß 1927 lagen aber im

Reichspatentamt bereits 112627 noch unerledigte Patentanmeldungen vor. Diese Zahl ist zum Jahresende 1928 auf 126629 gestiegen.

An deutschen Patentanmeldungen im Auslande wurden im Berichtsjahre 14200 eingereicht. Im gleichen Jahre wurden weiterhin 64837 Gebrauchsmusteranmeldungen (1112 mehr als im Vorjahre) und 27925 Warenzeichenanmeldungen eingereicht. Insgesamt sind also 1928 163657 Schutzrechtsanmeldungen beim Reichspatentamt eingegangen.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Wir machen wiederholt darauf aufmerksam, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. R. Hase, Hannover:
Firma Dr. Martin Böhme, Berlin W 50, Neue Ansbacherstraße 7.
Herr Dipl.-Ing. W. Zeller, Hannover, Nienburgerstraße 16.

Seitens des Herrn Dr. J. Krönert, Berlin-Neu-Finkenkrug:
Herr Dipl.-Ing. Conrad Himmler, Berlin-Weißensee, Tassostraße 3.
Herr Dipl.-Ing. Gerhard Ruppel, Charlottenburg 4, Pestalozzistraße 59 III.
Herr Dipl.-Ing. Karl-I. Umpfenbach, Berlin W 9, Königgrätzerstraße 123.

Seitens des Herrn Dr. Otto Loesenbeck, Berlin-Buchholz:
Herr L. L. von Kramolin, Berlin-Wilmersdorf, Badenschestraße 53 bei Haller.

Seitens des Herrn Dr. R. Sewig, Berlin NW 87:
Herr Dr.-Ing. Konrad Meyer, Berlin-Reinickendorf, Scharnweberstraße 58 III.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Dipl.-Ing. von Beckerath, Charlottenburg 5, Scharrenstraße 37, jetzt Charlottenburg 6, Kuno Fischerplatz 1 I.

Herr Dr. Erich Braun, Schwenningen, Mörickestraße 2 I, jetzt Schwenningen, Römerstraße 58 I.

Herr Dr. Bublitz, Charlottenburg, Bismarckstraße 9, jetzt Berlin-Friedenau, Stierstraße 6 III bei Schwerdtfeger.

Herr Dipl.-Ing. M. F. Dahl, Mannheim, Richard Wagnerstraße 17, jetzt Berlin-Zehlendorf-Mitte, Moltkestraße 10.

Herr H. Wilh. Ernst, Berlin W 62, Courbierstraße 13 I, jetzt Falkensee bei Berlin, Schillerstraße 141.

Herr Dr. F. A. Fischer, Berlin-Lankwitz, Kaiser Wilhelmstraße 84, jetzt Kiel, Rankestraße 5.

Herr Prof. Dr. H. Geiger, Kiel, Strandweg 78, ab 15. Oktober 1929 Tübingen, Gmelinstraße 6.

Herr Dr.-Ing. Otto Haltmeier, Frankfurt a. M., Bruchfeldstraße 15, jetzt Frankfurt a. M., Friedrichstr. 47.

Herr Dr. phil. H. Hecht, Kiel, Esmarchstraße 55, jetzt Kiel, Bartelsallee 13.

Herr Studienrat H. Hennig, Meerane, Bismarckstraße 14, jetzt Zwickau i. Sa., Bismarckstraße 18 II.

Herr Dr. W. Ilberg, Leipzig S 3, Arndtstraße 53, jetzt Berlin-Tempelhof, Kaiser Korso 5.

Fräul. Dipl.-Ing. A. Klug, Dresden-Zschachwitz-Zschieren, Kyawstr. 24, jetzt Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 57.

Herr Dipl.-Ing. Kotthaus, Jena, Reuterstraße 59, jetzt Jena, Forstweg 34.

Herr H. E. Krefft, Charlottenburg, Neue Kantstr. 17 II, jetzt Berlin-Schmargendorf, Cunostraße 67 III.

Herr Prof. Dr. Friedrich Müller, Kehl a. Rh., Hauptstraße 17, jetzt Karlsruhe, Südendstraße 43.

Herr Dr.-Ing. K. Niemeyer, Bremen, Palmenstraße 18, jetzt Bremen, Crefelderstraße 16.

Herr Dr. Rudolf Pflüger, Hamburg, Kaiser Friedrich-Ufer 13, jetzt Hamburg 22, Langermannsweg 2.

Herr Dr.-Ing. Heinz Pietzsch, Dresden-N., Weinbergstraße 4, jetzt Berlin-Charlottenburg, Schloßstr. 63 II.

Herr Dr. phil. Walter Schaetz, Neustadt/Hardt, Waldstraße 34, jetzt München, Kirchenstraße 5 II.

Herr Prof. Dr. Ferd. Schmidt, Heidelberg, Unterer Fauler Pelz 3, jetzt Heidelberg, Leopoldstraße 49.

Fräulein Dr. Margarethe Schmidt, Charlottenburg, Charlottenburger Ufer 1, jetzt Frau Dr. Margarethe Fritz, Berlin-Niederschöneweide, Hainstraße 30.

Herr Dr. E. Schreiber, Berlin NW 87, Claudiusstraße 4, jetzt Charlottenburg, Knesebeckstraße 2 II links.

Herr Dipl.-Ing. W. H. Schreiber, Dessau, Hohe Lache 2, jetzt Halle a. d. Saale, Meisenweg 19.

Herr Dr. H. Sieber, Jena, Ernst Häckelplatz 1, jetzt Jena, Wildenbruchstraße 5.

Herr Dr. W. Uhink, Kassel, Parkstraße 34 II, jetzt Kassel, Kaiserstraße 116.

Herr Dr. Vogel, Hamburg, Ifflandstraße 10, jetzt Hamburg 25, Bürgerweide 19.

Herr Dr. Wehnert, Berlin-Südende, Lichterfelderstraße 9, jetzt Berlin-Steglitz, Lothar Bucherstraße 10 III r.

Verstorben

Fräulein cand. phys. Hildegard Hassinger, Dresden-A., Bayreutherstraße 42.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Dresden

Jahresbericht

Die Ortsgruppe zählt 63 Mitglieder.
Es wurden folgende Vorträge gehalten:

1. Herr Dr. Pietzsch: „Die Messung der Längen mit Lichtwellen."
2. Herr Dir. Dr. Joachim: „Der Begriff der Energieströmung in der Optik."
3. Herr Dipl.-Ing. Preisach: „Über den Magnetisierungsvorgang ferromagnetischer Stoffe."
4. Herr Prof. Dr. G. Gehlhoff: „Die Physik des Glases."

Dr. H. Joachim, 1. Vorsitzender.

Technisch-Wissenschaftliche Vereine Berlins

Das Fest der Technik findet in diesem Jahre am 8. November statt. Die Einladungen dazu werden von den veranstaltenden Vereinen ihren Mitgliedern zugesandt. Rechtzeitige Anmeldung beim eigenen Verein ist dringend erwünscht. Geschäftsstelle Fest der Technik.

Redaktionsschluß am 11. Oktober 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Erstes Prager Heft

Zeitschrift für technische Physik

1929 **Zehnter Jahrgang** **Nr. 11**

INHALT

Auf Beschluß der Hauptversammlung am 18. September 1929 in Prag wurde der Jahresbeitrag für das Jahr 1930 wie folgt festgesetzt:

Groß-Berliner Mitglieder . . . . Rm. 25.—
Auswärtige Mitglieder . . . . Rm. 20.—
Ausländische Mitglieder . . . . Rm. 21.—
Für Firmen und korporative Mitglieder gilt das Dreifache dieser Beträge.

Es wird gebeten, obige Beiträge baldmöglichst auf unser Postscheckkonto Berlin Nr. 28765 zu überweisen. Die Beitragszahlung kann in zwei Halbjahresraten erfolgen; jedoch ist zur Vereinfachung Zahlung des ganzen Jahresbeitrages erwünscht.

Die Beiträge sind im Januar 1930 fällig. Bis zum 31. Januar 1930 nicht eingegangene Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen. Es wird an die Zahlung der rückständigen zweiten Halbjahrsbeiträge 1929 erinnert.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik

K. MEY,
Schatzmeister

Vorträge, gehalten auf dem 5. Deutschen Physiker- und Mathematikertag in Prag

1. Abteilung: Schwachstrom und Starkstrom

Die Aufbauzeit von Glimmentladungen

(Mitteilungen aus der Wissenschaftlichen Abteilung der Siemens-Schuckert-Werke A.-G.)

Von M. Steenbeck, Berlin-Siemensstadt

Verschiedene Probleme der Gasentladungsphysik lassen es wünschenswert erscheinen, den zeitlichen Stromverlauf während des Zündens einer Entladung zu verfolgen; das sind vor allem die Probleme des Zündungsmechanismus und des normalen Kathodenfalles. Wir bringen im folgenden einen experimentellen Beitrag zu diesen Fragen.

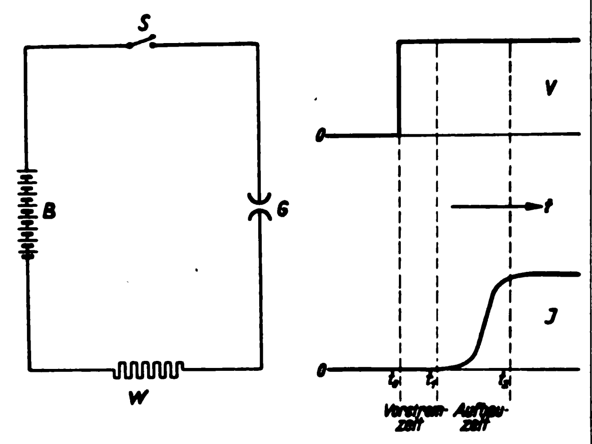


Abb. 1. Aufbauzeit von Glimmentladungen Grundschaltung

Wird (Abb. 1) im Augenblick $t = t_0$ durch Schließen des Schalters S eine genügend hohe Spannung an die Elektroden einer Gasentladungsstrecke G gelegt, so erfolgt der Stromdurchtritt nicht momentan, sondern mit einer gewissen Verzögerung. Die rechte Seite der Abbildung zeigt ein schematisches Oszillogramm des Vorganges. Die Zeit t_0 bis t_1 ist überhaupt stromlos; wir nennen sie die Vorstromzeit der Entladung. Ihre Dauer ist durch statistische Vorgänge bedingt. Die Entladung kann eben erst dann beginnen, wenn durch irgendeinen zufälligen radioaktiven oder photoelektrischen Prozeß eine kleine Vorionisation zwischen den Elektroden geschaffen ist. Es sei bei t_1 eine solche spontane Fremdionisation eingetreten: dann vergeht eine weitere Zeit t_1 bis t_2 bis zur vollständigen Ausbildung der Entladung. In dieser Aufbauzeit' entstehen die charakteristischen Raumladungen einer stationären Gasentladung.

Diese Aufbauzeit ist für Funkenentladungen bereits vor allem von Rogowski bestimmt worden; seine Ergebnisse bilden einen krassen Widerspruch zu unseren bisherigen Vorstellungen über den Mechanismus des Zündvorganges einer Entladung. Nach dem ursprünglichen Gedanken von Townsend erfolgt nämlich der Entladungsaufbau durch fortlaufende gegenseitige Neuerzeugung von positiven Gasionen und Elektronen. Da die Elektronenerzeugung durch die positiven Ionen nur bei ihrem Aufprall auf die Kathodenoberfläche erfolgen kann, muß also die gesamte Aufbauzeit einer Entladung größer sein als die mittlere Wanderungsdauer eines positiven Ions von seinem Entstehungsort hin zur Kathode. Diese Zeit ist bei Funkenentladungen in atmosphärischer Luft etwa 10^{-5} Sek. Rogowski fand jedoch aus Kathodenstrahloszillogrammen, daß der Funken bereits nach 10^{-8} Sek. vollständig ausgebildet ist. Dieser Unterschied von etwa 3 Größenordnungen beweist, daß sich das positive Ion zum mindesten beim Funken am Entladungsaufbau nicht in der Weise beteiligt wie bisher angenommen.

Es erschien uns wünschenswert, den Stromanstieg beim Zünden einer Glimmentladung in verdünnten Gasen in analoger Weise zu prüfen. Diese Untersuchung versprach deswegen besonders aufschlußreich zu sein, weil das Verhalten einer Glimmentladung viel genauer bekannt ist als das eines Funkens. Wir haben daher den zeitlichen Verlauf des Stromanstieges beim Zünden einer Glimmentladung mit einem Braunschen Rohr oszillographiert. Die benutzte Schaltung zeigt Abb. 2. K ist das Braunsche Rohr; es arbeitet mit Glühkathode und 400 V. Anodenspannung. Der von der Kathode ausgehende Elektronenstrahl schießt durch die Anode zwischen zwei zueinander senkrecht stehenden Ablenkplattenpaaren hindurch auf einen Fluoreszenzschirm und erzeugt an seiner Auftreffstelle einen hellen Fleck. Wird der Schalter S ge-

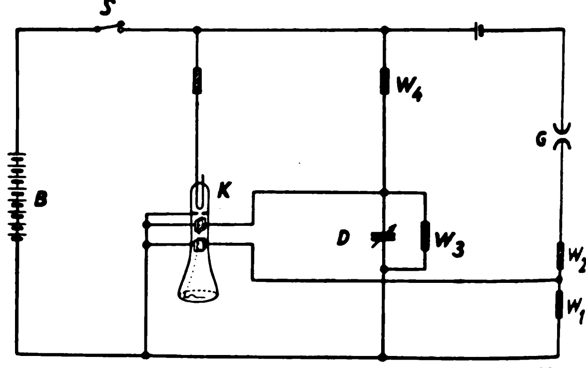


Abb. 2. Aufbauzeit von Glimmentladungen Schaltbild

schlossen, so entsteht im gleichen Augenblick der Elektronenstrahl. Gleichzeitig wird das obere Plattenpaar, das parallel zum Drehkondensator *D* liegt, über den Widerstand W_4 aus der Batterie *B* zeitlich ansteigend aufgeladen und zieht deswegen den Leuchtfleck auf dem Fluoreszenzschirm mit zunächst annähernd gleichförmiger Geschwindigkeit nach links. Ebenfalls wird beim Schließen des Schalters *S* eine zur Zündung ausreichende Spannung an die Elektroden der Glimmstrecke *G* gelegt. Ein Teil des mit *G* in Serie liegenden Stabilisierungswiderstandes liegt zwischen dem unteren Ablenkungsplattenpaare des Braunschen Rohres; dadurch wird der zeitproportionalen Ablenkung eine stromproportionale überlagert: der Leuchtfleck beschreibt direkt die gesuchte Kurve Strom = Funktion der Zeit. Ein einmaliges Durchlaufen dieser Kurve ist für das photographische Erfassen nicht ausreichend; deswegen wurde der Schalter *S* fortgesetzt geöffnet und geschlossen. Beim jedesmaligen Schließen wird die Kurve auf dem Leuchtschirm neu beschrieben; wenn die Einzelkurven einander völlig kongruent sind, sieht man ein stationäres Oszillogramm des Zündvorganges auf dem Leuchtschirm. Die Kongruenz der Bilder ließ sich durch eine genügend starke und definierte Anfangsionisation erreichen; das Entladungsrohr wurde dauernd bestrahlt mit etwa 0,5 mg Radiumelement aus etwa 15 cm Abstand. Die photographische Aufnahme der Kurven geschah durch Andrücken von Bromsilberpapier an die Außenseite des Fluoreszenzschirmes; die Kurven werden dadurch wesentlich unschärfer als sie auf dem Schirm selbst erscheinen.

Mit dieser Anordnung haben wir den Zündvorgang zwischen kreisrunden, ebenen Nickelelektroden von 50 mm Ø bei 4 mm gegenseitigem Abstand aufgenommen. Als Füllgase wurde Argon, Helium, Stickstoff, Wasserstoff und Quecksilber bei verschiedenen Drucken und verschiedenen Spannungen benutzt.

Den allgemeinen Charakter der erhaltenen Oszillogramme zeigt Abb. 3. In der Reproduktion sind die Einzelheiten des Originals nicht mehr zu erkennen. Das Oszillogramm *a*, bei dem die Zeit von rechts nach links fortschreitet, zeigt die ersten $3 \cdot 10^{-6}$ Sek. des Stromanstieges; das Füllgas war Helium von 10 mm Druck; die Spannung etwa 400 V. Der erste Teil des Stromanstieges bis etwa $1 \cdot 10^{-6}$ Sek. erfolgt exzonentiell, weil hier noch jedes Ion unabhängig von allen übrigen ionisiert, also die Neuionisation proportional der schon vorhandenen Ionisation ist. Bei starker Ionisation wird dann durch Raumladungsbildung die Feldverteilung geändert; dadurch tritt eine Änderung der Ionisierungswahrscheinlichkeit ein, was sich im Abweichen vom exponentiellen Stromanstieg zeigt. Der Endwert des Stromes wird nach etwa $5 \cdot 10^{-6}$ Sek. erreicht. Diese Zeit steht im völligen Einklang mit den Voraussagen der Townsendschen Theorie. Die Wanderungszeit eines Gasions aus dem Gasraum zur Kathode betrug im vorliegenden Fall im Mittel etwas weniger als $1 \cdot 10^{-6}$ Sek.

Auch die beiden anderen Oszillogramme *b* und *c*, bei denen die Zeit von links nach rechts läuft, bestätigen die Townsendsche Theorie vollständig. Die beiden Oszillogramme sind mit verschiedenen Gasen — Helium und Argon — aber unter vergleichbaren Umständen aufgenommen — nämlich

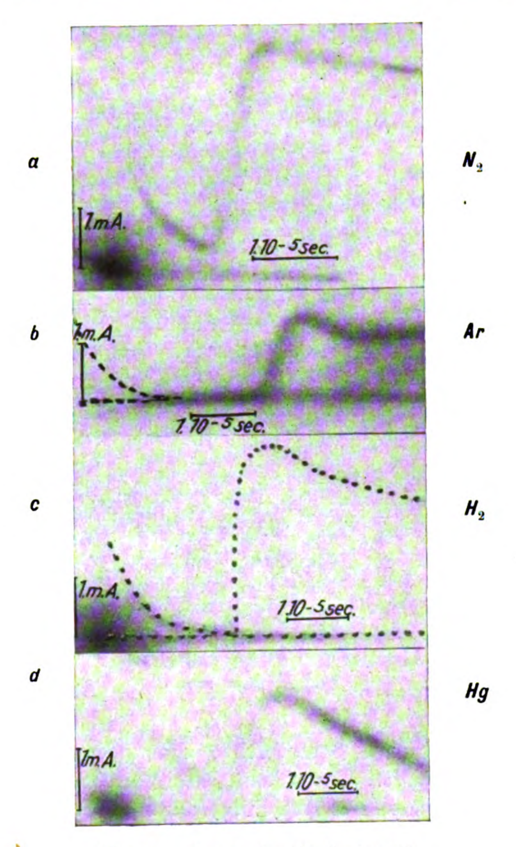


Abb. 4. Anormaler Kathodenfall

annähernd gleichem Gasdruck und etwa der $1^1/_2$fachen statischen Zündspannung. Die Ausbildungszeiten von $5 \cdot 10^{-6}$ Sek. für Helium und $1 \cdot 10^{-5}$ Sek für Argon liegen in der von Townsend geforderten Größe und zeigen deutlich den Einfluß des Atomgewichtes der positiven Ionen. Bei diesen wie auch bei allen folgenden Oszillogrammen ist der eingezeichnete Zeitmaßstab $1 \cdot 10^{-5}$ Sek., der eingezeichnete Strommaßstab 1 mA.

Der anfänglich vorhandene, exponentiell abklingende Strom ist der Ladestrom der Elektrodenkapazität des Glimmrohres und durchsetzt die Gasstrecke nicht als Konvektions-, sondern als Verschiebungsstrom. Bei dem Oszillogramm *a* ist er durch geeignete Wahl des Stabilisierungswiderstandes unterdrückt.

Die gezeigten Oszillogramme stellen den Stromanstieg einer **normalen** Glimmentladung dar. Abb. 4 zeigt vier weitere Oszillogramme für Glimmentladungen mit anormaler Stromdichte. Hier zeigt sich eine merkwürdige Neuerscheinung: Der Strom steigt nicht wie bisher asymptotisch auf seinen Grenzwert, sondern überschreitet zunächst den stationären Wert z. T. ganz beträchtlich, um dann von **höheren** Stromwerten kommend, seinen stationären Wert zu erreichen. Dieses Strommaximum tritt **nur** beim anormalen Kathodenall auf und ist um so ausgeprägter, je mehr die stationäre Stromdichte den normalen Wert überschreitet. Uns scheint dies Verhalten die von Compton und Morse aufgestellte Theorie des normalen Kathodenfalles zu bestätigen. Nach ihrer Auffassung bildet sich bei der normalen Stromdichte diejenige Raumladungsanordnung aus, bei der ein Elektron auf seinem Wege von der Kathode zur Anode die maximale Ionisation erzeugt. Bei dem Aufbau der anormalen Glimmentladung wird jedenfalls eine derartige optimale Potentialverteilung im Gasraum während der Aufbauzeit einmal durchlaufen. Während dieser Zeit erfolgt also eine extrem starke Ionenneubildung, die einen sehr starken Ionenstrom hervorruft. Ist die Kathode nun schon völlig von der Entladung bedeckt, so muß eben durch diese starke Neuionisation die Raumladungsdichte vergrößert und damit die optimale Potentialverteilung wieder zerstört werden. Damit nimmt die Ionenerzeugung und also auch die Stromstärke wieder ab. Ist die Kathode jedoch noch nicht völlig von der Entladung bedeckt, so kann eine verstärkte Ionisation eintreten ohne Erhöhung der Raumladungsdichte, also ohne Zerstörung der optimalen Potentialverteilung, lediglich durch seitliche Ausbreitung der Entladung. In diesem Falle nimmt die Stromstärke also nicht von einem Maximum wieder ab.

Die Oszillogramme zeigen ebenfalls deutlich den großen Einfluß des Atomgewichtes des Gases auf die Ausbildungsgeschwindigkeit der Entladung. Der erste Stromanstieg erfolgt beim Wasserstoff in $1 \cdot 10^{-6}$, beim Stickstoff in $4 \cdot 10^{-6}$, beim Argon in $6 \cdot 10^{-6}$ und beim Quecksilber in $12 \cdot 10^{-6}$ Sek. Der Ionenstrom beginnt im Oszillogramm *a* und *d* bereits ehe die Elektroden völlig auf die Batteriespannung aufgeladen sind. Oszillogramm *b* ist teilweise, Oszillogramm *c* ganz nachgezeichnet, um die im Original noch gut sichtbaren Einzelheiten auch in der Reproduktion deutlich zeigen zu können.

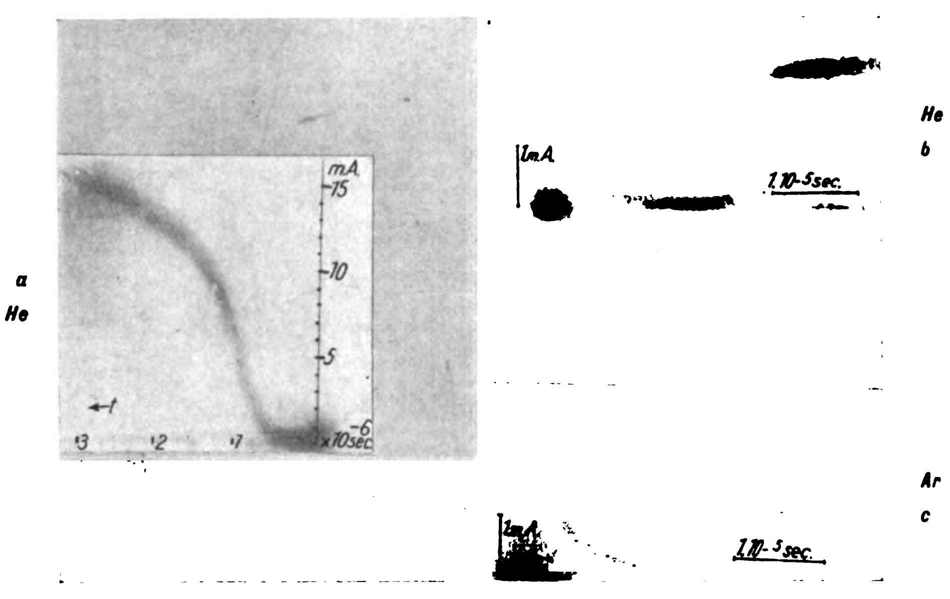


Abb. 3. **Normaler Kathodenfall**

Das Ergebnis ist eine vollständige Bestätigung der Townsendschen Vorstellungen über den Zündvorgang bei Glimmentladungen. Der von Rogowski untersuchten Funkenentladung liegt ein anderer Zündmechanismus zugrunde als der Glimmentladung. Wir hoffen, durch eine Untersuchung der Aufbauzeit von Glimmentladungen bei immer größer werdenden Drucken dem Mechanismus des Funkendurchschlages näher zu kommen. Die noch in Gang befindliche Untersuchung hat bereits gezeigt, daß nicht immer, aber unter Umständen die Glimmentladungsausbildung bei gleicher Spannung und gleichem Elektrodenabstand um so rascher erfolgen kann, je höher der Gasdruck im Glimmrohr gewählt wird, trotz der dabei kleiner werdenden Beweglichkeit der Ladungsträger. Dies bedeutet eine Annäherung an die Resultate von **Rogowski**. Die

Deutung dieser Erscheinung und eine ausführliche Auswertung des umfangreichen Versuchsmaterials erscheint an anderer Stelle.

Zusammenfassung

Der Zündvorgang einer Glimmentladung wird mit dem Braunschen Rohre oszillographiert. Bei niedrigen Drucken werden die Townsendschen Vorstellungen bestätigt. Beim Aufbau der anormalen Stromdichte durchläuft der Strom ein Maximum, ehe er seinen stationären Wert erreicht; dies Verhalten wird gedeutet.

(Eingegangen am 5. September 1929)

Über den Kerreffekt-Oszillographen

(Aus dem Forschungslaboratorium „Tungsram", Budapest-Ujpest)[1])

Von E. Rostás und P. Selényi

Inhalt: Eine an und für sich bereits bekannte optisch-elektrische Anordnung (elektrooptischer oder Kerreffekt-Oszillograph) zur Aufnahme von Wechselstromkurven auf rein optischem Wege wird beschrieben.

1. Vor etwa drei Jahren, bald nach dem Bekanntwerden der Erfolge von Prof. Karolus auf dem Gebiete der Bildfernübertragung mit der Kerrschen Zelle haben wir den Gedanken gefaßt, die Kerr-Karolus-Zelle zur Ausbildung eines elektrooptischen Oszillographen zu benützen. Nachdem die angestellten Versuche diese Möglichkeit — wie auch nicht anders zu erwarten war — bestätigten, wurde die betreffende Anordnung von der Vereinigten Glühlampen- und Elektrizitäts-A. G. zum Patente angemeldet und die weitere Ausgestaltung derselben — wegen anderer dringender Arbeiten — bis auf weiteres verschoben. Inzwischen wurde derselbe Gedanke von verschiedenen Seiten wiederholt geäußert, so von Prof. Möller und von Herrn Dr. Gábor, wie wir es aus privaten Mitteilungen wissen, ja sogar wurde derselbe in Form einer Bemerkung von Herrn Korfanty[2]) der Öffentlichkeit übergeben. Unter solchen Umständen war es für uns keine zu große Überraschung, als wir ebenfalls aus der privaten Mitteilung des Herrn Gábor erfuhren, daß dieselbe Anordnung von Siemens & Halske bereits im Jahre 1922 mit der inzwischen erloschenen deutschen Patentschrift Nr. 357 299 geschützt wurde. Wenn wir uns trotzdem zu einer Veröffentlichung über diesen Gegenstand entschlossen haben, so geschieht es, weil darüber, außer der erwähnten Patentschrift, anscheinend noch nichts publiziert wurde und weil unsere Erfahrungen mit dem Kerreffekt-Oszillographen uns bereits ein Urteil über den praktischen Wert desselben gestatten.

2. Die einfachste Anordnung zu einer Art oszillographischer Aufnahmen (s. Abb. 1) mittels der

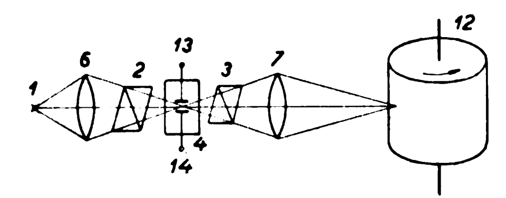


Abb. 1. Die Anordnung von Karolus als „Spaltbild-Oszillograph"

Kerrschen Zelle unterscheidet sich eigentlich nicht von der von Karolus zur Bildertelegraphie benützten. Bildet man nämlich den spaltförmigen Zwischenraum des Kerrkondensators (4) auf der mit lichtempfindlichem Papier überzogenen, sich gleichförmig drehenden Registriertrommel (12) ab, so erhält man dort unter Einwirkung eines Wechselstromes ein Band von wechselnder Schattierung (s. Abb. 2 oben), dessen Ausphotometrierung

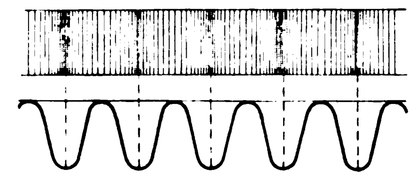


Abb. 2. Spaltbild-Oszillogramm (oben) und dessen Auswertung (unten)

(etwa mit einem automatischen Mikrophotometer) die gewünschte Wechselstromkurve liefert (siehe Abb. 2 unten. Es versteht sich von selbst, daß hierbei gewisse Linearitätsbedingungen erfüllt sein müssen). Spricht man aber von dem Kerreffekt-Oszillographen schlechthin, so denkt man natürlich nicht an diese Anordnung, sondern an eine, die die gewünschte Wechselstromkurve unmittelbar aufzeichnet. Eine solche läßt sich durch Hinzu-

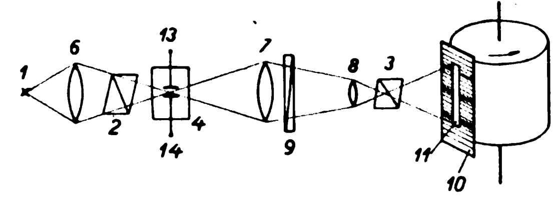


Abb. 3. Optische Anordnung der Kerreffekt-Oszillographen

fügen eines Babinetschen Kompensators zu der optischen Anordnung leicht verwirklichen, wie dies auf Abb. 3 dargestellt ist. Das Licht der Lichtquelle *1* durchsetzt nacheinander den Polari-

[1]) Vorgetragen auf der, anläßlich des Besuches der Teilnehmer der 5. Physiker Tagung in Budapest stattgefundenen gemeinsamen Sitzung des Ung. Elektrotechn. Vereins und der Roland v. Eötvös Math. und Phys. Gesellschaft, den 24. September 1929.

[2]) Phys. Ber. 10 (1929), 170, Heft 2.

sator *2*, die Kerr-Karolus-Zelle *4*, dann durch die Linse *7* schwach konvergent gemacht, den Kompensator *9* und fällt auf das Objektiv *8*, welches die beim Zwischenschalten des Analysators *3* entstehenden Interferenzstreifen auf der mit lichtempfindlichem Papier überzogenen Registriertrommel *12* abbildet. Auf der Abb. 3 ist noch der mit einem länglichem Ausschnitt versehene Schirm *10* dargestellt; in der wirklichen Ausführung nimmt man an seiner Stelle lieber eine Zylinderlinse, durch welche die Interferenzstreifen sich fast zu einer Linie zusammenziehen und dadurch sowohl die Schärfe als auch die Lichtintensität sich wesentlich steigern lassen. Die Wirkungsweise dieser Anordnung ist ohne weiteres verständlich. Schaltet man an die Kerrzelle eine Wechselspannung, so geraten infolge der sich periodisch ändernden Doppelbrechung der Zellenflüssigkeit die Interferenzstreifen in entsprechende Schwingungen und auf der sich gleichförmig drehenden Trommel erhält man eine Schwingungskurve.[3]) Es ist klar, daß, um einigermaßen getreue Kurvenbilder des Spannungsverlaufes zu erhalten, die beschriebene Anordnung — ähnlich der Karolusschen — noch mit einer Zellenvorspannung zu ergänzen ist. Denn die elektrische Doppelbrechung, also die Verschiebung der Interferenzstreifen, ist mit dem Quadrat der Zellenspannung (bzw. Feldstärke) proportional; will man also auch nur annähernd richtige Kurven erhalten, so ist als Vorspannung eine wesentlich größere als die aufzunehmende zu wählen. Darin liegt schon eine gewisse praktische Schwierigkeit nicht nur in elektrischer, sondern auch in optischer Hinsicht. Denn diese Oszillogramme werden nicht mit einem „Lichtpunkt", sondern mit einem „schwarzen Punkt", nämlich mit dem zu einem Punkt zusammengezogenen schwarzen Streifen null-ter Ordnung geschrieben. Sollen an den Kurven auch nur gröbere Details sichtbar werden, so muß eine Amplitude wenigstens gleich einem Streifenabstand verlangt werden und die der Vorspannung entsprechende „Vorverschiebung" sollte dann einige Streifenabstände betragen. Dies ist aber einerseits nur bei einer zu großen Tiefe des Kondensators (längs der optischen Achse) zu erreichen, was eine wesentliche Verminderung der nutzbaren Lichtkegelöffnung zur Folge hat — andererseits würde bei so großen Vorspannungen mit einer sehr starken Verbreitung des Streifens null-ter Ordnung — infolge der Dispension der Doppelbrechung — zu rechnen sein. (Es sei denn, daß bei irgendwelchem Streifen höherer Ordnung die Dispersion der elektrischen Doppelbrechung diejenige des Quarzkeiles zufällig gerade aufhebt.) Eine prinzipiell vollständige Lösung dieser Schwierigkeit besteht in der Verwendung zweier Kerrkondensatoren laut Abb. 4a, deren Kraftlinienrichtung aufeinander senkrecht stehen, wobei die zwei Kondensatoren mit zwei gleichen Vorspannbatterien in eine Art Gegentaktschaltung angeordnet sind[4]), und die aufnehmende Spannung an die Punkte *13, 14* gelegt wird.

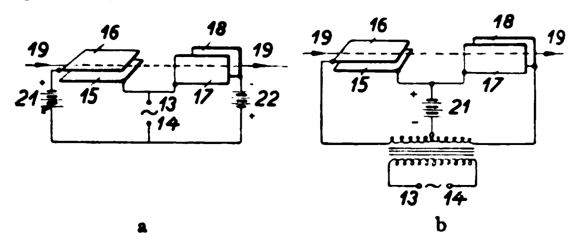


Abb. 4a und 4b. Anordnung mit zwei Kerrkondensatoren in Gegentaktschaltung

Die Wirkungsweise dieser bzw. der ihr gleichwertigen Anordnung 4b wollen wir mit Hilfe der Abb. 5 erläutern. Bezeichnet e die Vorspannung, x den Momentanwert der Wechselspannung, dann liegt auf dem einen Kondensator eine Spannung

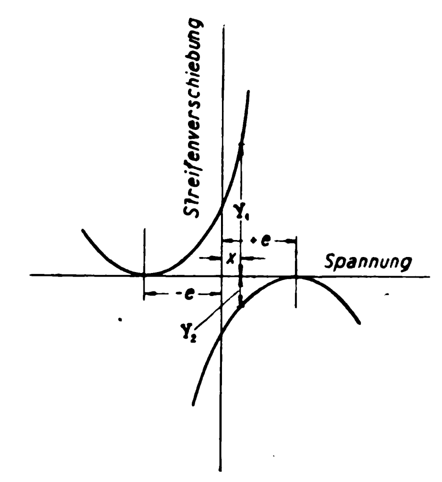


Abb. 5. Zur Erklärung der linearen Charakteristik der Anordnung nach Abb. 4

gleich $(e + x)$, auf dem zweiten $(e - x)$, es bewirkt also der erste Kondensator eine Streifenverschiebung gleich

$$y_1 = \text{const.}\,(e + x)^2,$$

der zweite eine Verschiebung

$$y_2 = \text{const.}\,(e - x)^2$$

und zwar in entgegengesetzter Richtung, weil die Kraftlinien des letzteren auf denen des ersteren senkrecht stehen. Die resultierende Verschiebung

$$y = y_1 - y_2 = \text{const.}\ 2\,e\,x$$

ist somit bei jedem Wert von e mit x proportional.

[3]) Dies ist die Methode, mit welcher bereits Mach in seinen optisch-akustischen Untersuchungen die longitudinalen Schwingungen eines Glasstreifens untersuchte.

[4]) Diese Anordnung ist in der erwähnten Patentschrift nicht angegeben.

Der bei dieser Anordnung unvermeidliche Lichtverlust könnte vielleicht durch die Verwendung von mehrfachen Plattenkondensatoren kompensiert werden.

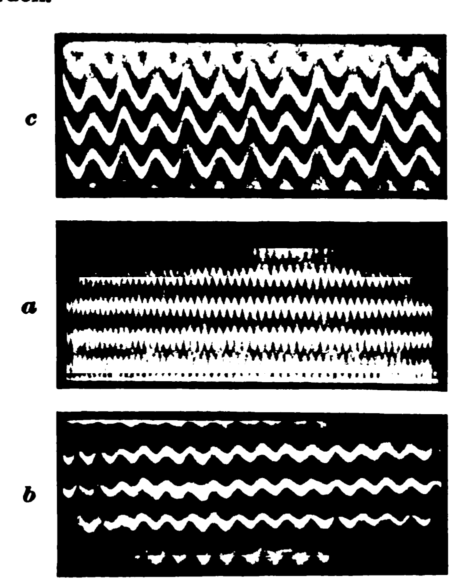
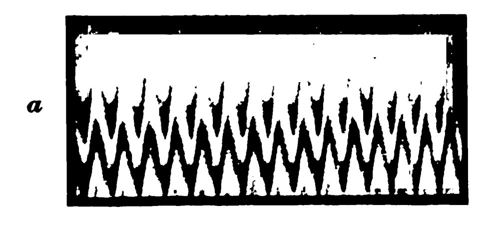


Abb. 6. Wechselstromkurven von 50 Per/sec bei verschiedenen Spannungen und Filmgeschwindigkeiten

3. Unsere praktischen Erfahrungen erstrecken sich bloß auf die früher besprochene einfache Anordnung mit einer Zelle. Als Lichtquelle wurde



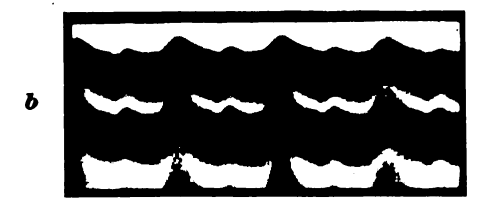


Abb. 7. Aufnahmen mit Quarzkeil von größerem Streifenabstand a) ohne, b) mit Vorspannung

eine kleine handregulierte Bogenlampe verwendet, der mit Nitrobenzol gefüllte Kondensator hatte bei einem Plattenabstand von etwa 0,3 bis 0,5 mm eine Tiefe gleich 5 mm; die Interferenzstreifen wurden mit einer Zylinderlinse zu einer Linie zusammengezogen. Einige der erhaltenen Probeaufnahmen sind in den Abb. 6—8 zusammengestellt. Sämtliche Aufnahmen wurden mit gewöhnlichem 50 Per/sec. Wechselstrom gemacht und zwar die Kurven 6a, 6b und 6c bei verschiedenen Filmgeschwindigkeiten und verschiedenen, näher nicht bekannten Wechselspannungen, aber ohne Vorspannung; die Kurven sind also von doppelter Frequenz. Die Kurve 7a wurde mit einem anderen Quarzkeil Nr. 2 von größerem Streifenabstand bei etwa 500 Volt Wechselspannung wieder ohne Vorspannung erhalten, wogegen die Abb. 7b eine unter denselben Bedingungen, aber mit 600 Volt Vorspannung erhaltene Kurve darstellt. Die Kurve ist weit entfernt davon, eine Sinuskurve zu sein, und zeigt außer der Grundperiode noch eine von doppelter Frequenz. Dies rührt davon, wie leicht einzusehen, — daß die angewendete Vorspannung kleiner war, als der Scheitelwert der Wechselspannung. Ein Beispiel, wo dies nicht der Fall war, zeigt die bei einer Vorspannung von etwa

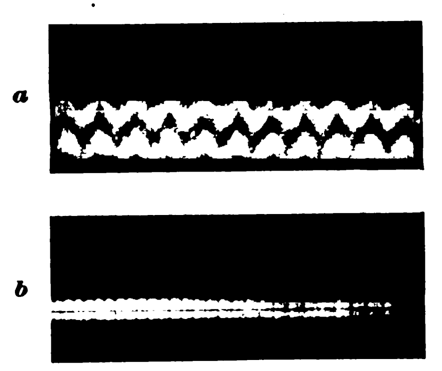


Abb. 8. a) Stromkurve, b) Spaltbildaufnahme mit 600 Volt Vorspannung

600 Volt und mit 300 Volt Wechselspannung erzeugte Kurve 8a. Trotzdem ist die Kurve stark verzerrt, vermutlich infolge zu großer Leitfähigkeit und zu starker elektrischer Beanspruchung des Nitrobenzols.[5]) Vollständigkeitshalber ist auf Abb. 8b eine, der Kurve 8a entsprechende „Spaltbildaufnahme" wiedergegeben.

4. Nach den bisher gewonnenen Erfahrungen beurteilt, ist der Kerreffekt-Oszillograph für eine praktische Anwendung kaum geeignet. Sein Hauptmangel besteht in der Eigenart der optischen Anordnung bzw. Wirkungsweise, wonach die Kurven — wie oben ausgedrückt — mit einem „schwarzen Punkt" geschrieben werden. Dies ist folgenderweise zu verstehen: Die Verteilung der Lichtintensität in einem System von Interferenzstreifen ist — wie Theorie und Erfahrung zeigen, eine sinusförmige; man kann also die hellsten Stellen nicht, sondern nur die dunkelsten Stellen als einigermaßen scharfe Kurven erhalten und zwar

[5]) Es wurde nämlich mit gewöhnlichem käuflichen Nitrobenzol gearbeitet, ohne irgendwelche Reinigung desselben.

um so schärfer, je stärker man die Aufnahme überlichtet. Es ist aber — wie obige Aufnahmen zeigen, — selbst bei der der niedrigen Frequenz 50 Per/sec. entsprechenden kleinen Filmgeschwindigkeit nicht möglich, eine bei der Kleinheit der Amplitude (sie geht nicht über einen Streifenabstand hinaus) genügende Schärfe der Kurven zu erhalten. Anderseits kann die Amplitude, da die von uns gebrauchte Feldstärke kaum mehr zu steigern ist, nur durch Vergrößerung des Lichtweges im elektrischen Felde d. h. durch Vergrößerung der Tiefe des Kondesators gesteigert werden, und dies hat wieder eine Abnahme der Lichtintensität zur Folge. — Gewiß können an unserer etwas provisorischen Versuchsanordnung noch gewisse Verbesserungen — wie oben angedeutet — angebracht werden, aber eine wesentliche Steigerung der Leistungen des Kerreffekt-Oszillographen hierdurch über das bisher Erreichte ist kaum zu erwarten.

Für die Ausführung der Aufnahmen sind wir Herrn G. Szigeti zu Dank verpflichtet.

Zusammenfassung

Nach Erfahrungen der Verfasser ist dem Kerreffekt-Oszillographen trotz mancher Verbesserungsmöglichkeiten eine praktische Bedeutung kaum zuzuschreiben. Als effektvoller Vorlesungsversuch ist aber die beschriebene Anordnung der Demonstration des Kerreffektes und seiner praktischen Verwendung (Karoluszelle) sehr wohl geeignet.

(Eingegangen am 11. Oktober 1929)

Über die weitere Entwicklung der neuen, mittels elektrostatischer Ladungen schreibenden Kathodenoszillographröhre

(Aus dem Forschungslaboratorium „Tungsram“ Budapest-Ujpest)

Von P. Selényi

Inhalt: Die weitere Ausgestaltung der vom Verfasser angegebenen neuartigen Kathodenoszillographröhre wird beschrieben.

Bei der dem Physikertag in Hamburg vorgeführten neuartigen Kathodenoszillographenröhre [1]) wurde die negative Ladung der Kathodenstrahlen selbst als Schreibmittel verwendet, indem das durch eine Konzentrationsspule zusammengehaltene Kathodenstrahlenbündel auf der inneren Röhrenwand aufgefangen wurde; die dort entstehende, mit elektrischer Ladung geschriebene Schwingungskurve wurde durch Bestäubung der äußeren Glasfläche mit Schwefel—Mennige-Pulver sichtbar gemacht.

Infolge starker Beanspruchung durch andere Aufgaben konnte seitdem an der Weiterentwicklung der neuen Röhre nicht viel gearbeitet werden. Trotzdem haben wir einige Fortschritte zu verzeichnen, über die ich Ihnen gerne referieren möchte, schon als Beweis dafür, daß der gefundene Weg wirklich gangbar ist und zu dem gewünschten Ziele führt.

Eine wesentliche Verbesserung wurde bezüglich Schärfe der Kurven erreicht, wie ein Vergleich der damaligen Aufnahme (Abb. 2 der zitierten Arbeit) mit der hier in Projektion gezeigten Bilder es beweist. Auf dem ersten Bilde (siehe Abb. 1) ist ein Ellipsenschar zu sehen, erzeugt durch die stufenweise erfolgte Veränderung der Ablenkungen längs der Abszissen- bzw. Ordinatenachse. Die zweite und dritte Aufnahme (s. Abb. 2 u. 3) stellt die Charakteristik einer Ventilröhre dar u. zw. entspricht auf Abb. 2 die Abszisse dem ursprünglichen Wechselstrom von 50 Per/sek., die Ordinate dem gleichgerichteten Strom, wogegen auf Abb. 3 die Ordinate die gleichgerichtete und hinauftransformierte Spannung darstellt. Wie ersichtlich, überschreiten diese Kurven schon nicht mehr wesentlich die zu erwartende „natürliche“ Breite der Linien, die durch den Umstand bestimmt wird, daß die Kurven auf die Innenfläche der Glaswand geschrieben und auf der Außenfläche „entwickelt“ werden (siehe diesbezüglich Abb. 4a und 4b der zitierten Arbeit).

Als weiterer Fortschritt ist eine solche Ausgestaltung der neuen Röhren zu erwähnen, die die Anwendung der elektrostatischen Ablenkung ermöglicht. Der Aufbau dieser neuen Röhrentype ist aus Abb. 4 ersichtlich. Sie enthält die V-förmige Glühkathode (2) die mit einem zentralem Loch versehene Steuerelektrode (1) weiters den zweiteiligen und mit je einer Zuführung (5) und (6) versehenen Metallbeschlag (3) und (4). Die eine Hälfte des Metallbelages — etwa (4) — dient als Anode und wird zweckmäßig geerdet, zugleich bilden (3) und (4) die zwei Belege des Ablenkungskondensators, indem die ablenkende Spannung auf die beiden Anschlüsse (5) und (6) geschaltet wird. Da die ablenkende Spannung um eine Größenordnung kleiner ist, wie die die Kathodenstrahlen beschleunigende, so kann man den ganzen Metallbelag als auf Erdpotential befindlichen betrachten; die Kathodenstrahlen befinden sich also, wie üblich, in einem praktisch feldfreien Raume. Diese Ausgestaltung des Ablenkungskondensators bringt manche praktische Vorteile mit sich. Die Herstellung ist die denkbar einfachste. Man läßt durch elektrische Erhitzung Magnesiummetall in der fertig gepumpten und abgeschmolzenen Röhre verdampfen, den entstandenen Spiegel vertreibt man von der Stirnfläche der Röhre durch Erhitzung mit einer Bunsenflamme, man teilt denselben ähnlicherweise mittels einer Stichflamme längs der Röhre entlang in zwei Hälften und der Konden-

[1]) Vgl. Zeitschrift f. Physik **47** (1928), 895 und Ztschr. f. techn. Phys. **9** (1928), 451.

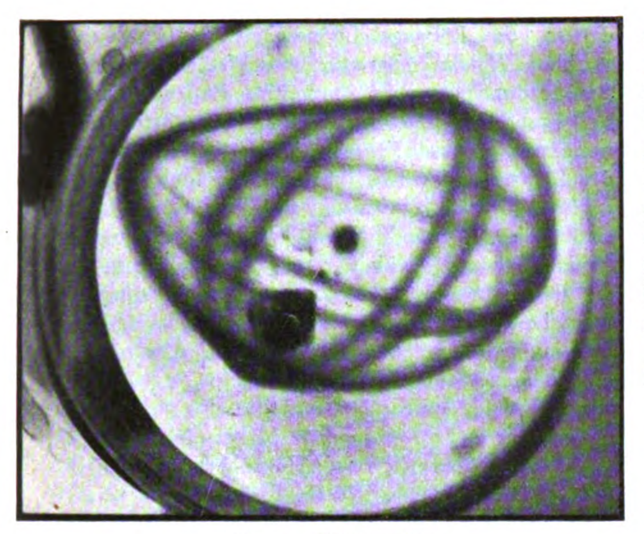


Abb. 1. Ellipsenschar

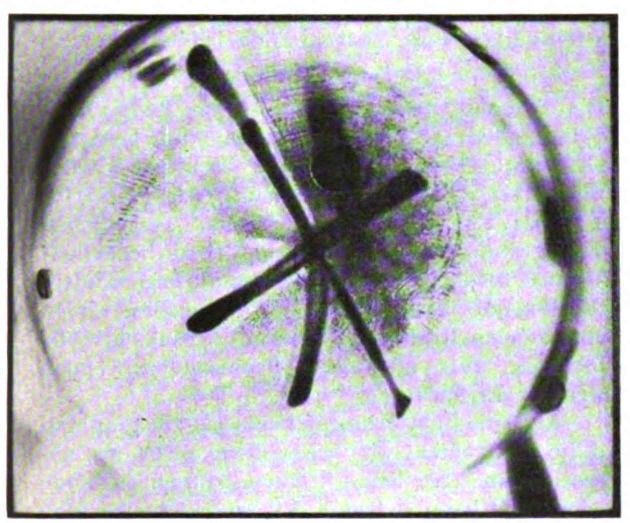


Abb. 2. Stromkurve einer Ventilröhre

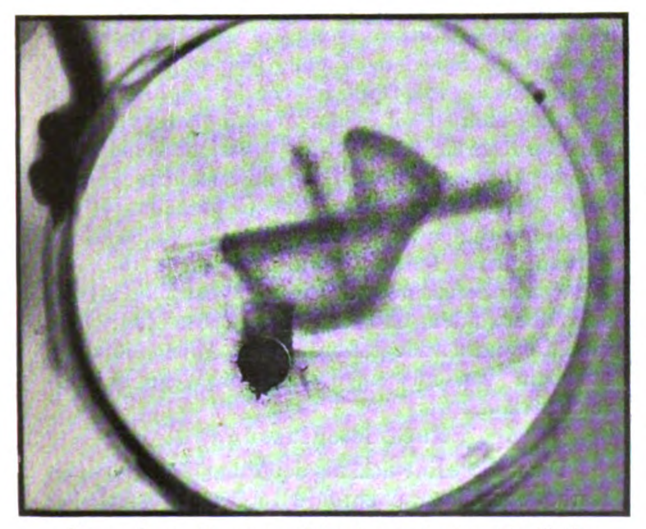


Abb. 3. Strom-Spannungs-Charakteristik einer Ventilröhre

sator ist fertig. Man bringt also nicht nur keine, schwer zu entgasende Metallteile in die Röhre hinein, sondern nützt zugleich die bekannte vakuumverbessernde Wirkung des Magnesiumspiegels aus. Die Inhomogenität des ablenkenden elektrischen Feldes ist vielleicht zwar ein kleiner Nachteil, der größere Abstand der Belegungen wird aber durch die Länge derselben kompensiert. Die Stirnfläche (7) der Röhre ist außen mit schwarzem Isolierlack überzogen, um die Kurven besser sichtbar zu machen.

Die Vermeidung aller, schwer zu entgasender Metallteile wurde durch einen ähnlichen Kunstgriff

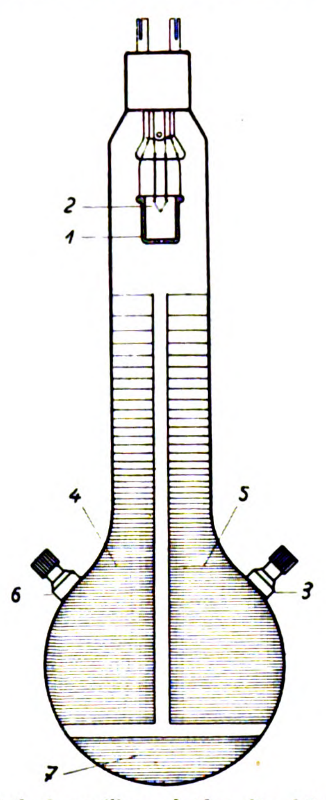


Abb. 4. Kathodenoszillographröhre für elektrostatische Ablenkung

noch weiter getrieben: Selbst die Steuerelektrode (2) besteht nicht aus massivem Metall sondern aus metallisiertem Glas; der Metallbelag (Kupfer, Silber) wird erst nach dem üblichen Ausheizen der Röhre durch Verdampfen hergestellt. Durch dieses Verfahren konnte die zum Pumpen der Röhre notwendige Zeit ganz wesentlich abgekürzt werden; auch haben sich derartige Elektroden bei anderen Vakuumröhren (z. B. Ionisationsmanometer-Röhre) gut bewährt.

Wie bekannt, hängt die Schärfe der erhaltenen Kurven ganz wesentlich von der guten Konzentration ab. Es sollen einige diesbezügliche Beobachtungen hier mitgeteilt werden.

Die Wirkungsweise eines homogenen, magnetischen Längsfeldes, d. h. die einer auf die ganze Länge der Röhre sich erstreckenden Konzentrationsspule ist allgemein bekannt. Unter der Wirkung des Feldes beschreiben die aus der Kathode unter verschiedenen Winkeln austretenden Elektronen Schraubenlinien von verschiedenen Durchmessern aber gleicher Ganghöhe und treffen vor der Kathode in einem Abstand gleich der Ganghöhe wieder in einem Punkte zusammen. Die Ganghöhe h ist durch die Formel gegeben

$$h = \frac{v}{H} \cdot 2\pi \frac{m}{e},$$

wo v die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, H die magnetische Feldstärke bedeutet. Ist der Abstand: Kathode—Leuchtschirm gleich h oder ein Vielfaches desselben, so entsteht auf dem Schirm ein scharfer Lichtfleck: das Bild der Kathode in natürlicher Größe (Busch). Es gibt also in diesem Falle nicht nur eine, sondern eine sogar unendliche Anzahl von Stromstärken, bei welchen die Konzentration eine vollständige ist. Ein weiteres bisher anscheinend nicht hervorgehobenes Merkmal dieser Anordnung (die Konzentrationsspule umgibt die ganze Länge der Röhre) besteht darin, daß in diesem Falle eine Ablenkung des Kathodenfleckes anscheinend nicht möglich ist: ein magnetisches Längsfeld „versteift" sozusagen die Kathodenstrahlen. Diesbezüglich wurde folgende Beobachtung gemacht. In einer, der beschriebenen ähnlichen aber schlecht gepumpten Röhre wurden 300 Volt-Kathodenstrahlen erzeugt; die Röhre wurde bis auf den kugeligen Teil in eine Spule eingesteckt und darin ein starkes magnetisches Feld erzeugt. Das in bläulichem Licht sichtbare Kathodenstrahlenbündel wurde dadurch zu einem engen, schraubenlinienförmigen Band zusammengedreht mit einer Ganghöhe von etwa 2 cm. Wurde jetzt die Ablenkungsspule mit Wechselstrom beschickt, so blieb der in der Konzentrationsspule verlaufende Teil der Kathodenstrahlen vollständig unbeweglich; dort aber, wo das Bündel aus der Spule heraustrat, breitete es sich mit einem scharfen Knick zu einem breiten Fächer aus.

Ein anderer, praktisch mehr wichtiger Fall ist der der kurzen Konzentrationsspule, deren Theorie erst unlängst in einer bekannten Arbeit von Busch angegeben wurde[2]).

Nach Busch wirkt eine kurze Spule auf die Kathodenstrahlen ähnlich, wie eine Linse auf die Lichtstrahlen. Die „Brennweite" der Spule ist durch die Formel gegeben

$$f = \frac{4\,w_0^2}{\frac{e^2}{m^2}\int H_0(z)\,dz}$$

wo w_0 die Längsgeschwindigkeit der Kathodenstrahlen, H_0 die magnetische Feldstärke in einem Punkte der Spulenachse bedeutet. Es sollte danach bei gegebener Spule und Röhre die Konzentration nur bei einer gewissen Stromstärke möglich sein. Außer der Konzentration bewirkt die Spule auch eine Verdrehung des Bildes um ihre Achse und zwar ist die Größe dieser Verdrehung unter Konstanthaltung der Brennweite um so kleiner, je kürzer die Spule ist.

Die von uns benützte Anordnung entsprach eigentlich keinem der hier besprochenen Fälle: bei einer Länge der Röhre (d. h. Abstand der Diafragmenöffnung-Stirnfläche) gleich 22 cm war die Länge der Spule 7 cm, umfaßte also das mittlere Drittel der Röhre. Es wurde bisher nicht versucht, diesen Fall theoretisch zu behandeln; aus den bisherigen mehr qualitativen Beobachtungen geht aber folgendes klar hervor: Es gibt eine Anzahl Stromstärken bei welchen die Bilder am schärfsten sind. Es wurde z. B. an der Röhre Nr. 19 bei folgenden Stromstärken gute Konzentration beobachtet:

$$i = 0{,}60,\ 1{,}45,\ 2{,}27,\ 3{,}15\ \text{A}$$

Die Differenz dieser Zahlen ist der Reihe nach 0,85, 0,82, 0,88 A, also annähernd konstant. Dementsprechend scheint die Verdrehung des Bildes bei diesen Stromstärken gleich $\varphi + k \cdot \pi$ ($k = 0, 1, 2, 3$) zu sein. Auch eine „versteifende Wirkung" des magnetischen Feldes wurde beoachtet; je größer nämlich die zur Konzentration angewendete Stromstärke, um so kleiner war die, einer gewissen ablenkenden Kraft entsprechende Ablenkung. Es bedürfen aber alle diese Beobachtungen noch weiterer Ergänzungen.

Auch die Entwicklung der neuen Oszillographenröhre betrachten wir bei weitem nicht als abgeschlossen. Sie liefert in ihrem jetzigen Zustande leicht fixierbare, stehende Kurvenbilder etwa von der Schärfe derer der klassischen Braunschen Röhre: die Aufnahme von nur einmal befahrenen Kurven stößt aber vorläufig auf gewisse nicht gut definierbare Schwierigkeiten. Die Röhren lassen sich bereits mit vollständiger Sicherheit reproduzieren, aber ihre Haltbarkeit ist noch eine unbefriedigende; manche Röhren arbeiten (in abgeschmolzenem Zustande) Monate hindurch tadellos, manche werden nach kürzerem — längerem Gebrauch — anscheinend durch Verschlechterung des Vakuums — unbrauchbar. Ich bezweifle aber nicht, daß alle diese Schwierigkeiten durch systematische Arbeit sich überwinden und das angestrebte Ziel: eine Hochfrequenzoszillographröhre mit Außenaufnahme auf dem von uns eingeschlagenen Wege sich erreichen läßt.

Zusammenfassung

Die weitere Entwicklung der früher beschriebenen Kathodenoszillographenröhre[3]) mit elektrostatischer

[2]) Arch. f. Elektr. XVIII (1927), 583.

[3]) Ztschr. f. techn. Phys. 9 (1929), 451.

Kurvenaufzeichnung wird dargestellt. Die Röhre leistet gegenwärtig etwa so viel, wie die klassische Braunsche Röhre, nur sind die — an und für sich unsichtbaren Kurven sofort fixierbar. Die neuere Type ist auch auf elektrostatische Ablenkung eingerichtet, der Ablenkungskondensator ist als zweiteiliger Metallbelag (Magnesiumspiegel) an der inneren Röhrenwand ausgebildet. Einige Überlegungen und einige Beobachtungen über die Wirkungsweise der Konzentrationsspule werden mitgeteilt.

(Eingegangen am 11. Oktober 1929)

Über die Richardson-Konstanten von Destillationskathoden

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns Berlin-Siemensstadt)

Von Werner Espe

Inhalt: Die bisherigen Ergebnisse der Messungen von Richardson-Konstanten werden diskutiert. Sie ergeben theoretische Ausblicke über den Emissionsmechanismus der in jüngster Zeit entwickelten Destillationskathoden. Nach einer Beschreibung ihrer Herstellungsmethode werden Messungen der Richardson-Konstanten von diesen Kathoden mitgeteilt und gezeigt, daß die theoretischen Erwartungen sich bestätigen.

Der Emissionsstrom einer Glühkathode folgt bekanntlich dem Richardson-v. Laue'schen Gesetz [1])

$$i_s = A\,O\,T^2 e^{-\frac{B}{T}}\ \text{Amp.,} \qquad (1)$$

wo i_s der Elektronensättigungsstrom in Amp.,
O die emittierende Oberfläche der Kathode in Quadratzentimeter,
T die absolute Temperatur in Grad Kelvin,
B eine für das jeweils benutzte Kathodenmaterial charakteristische Größe, die sogenannte Austrittsarbeit (gemessen in Grad), ist.

Die Größe A soll nach der Theorie [1]) eine universelle Konstante sein:

$$A = \frac{2\pi k^2 m \varepsilon}{h^3}\ \text{Amp./cm}^2\,\text{grad}^2, \qquad (2)$$

die den Wert 60,2 besitzt, falls B als konstant und von der Temperatur unabhängig angenommen wird. Besitzt B einen Temperaturkoeffizienten:

$$B = B_0 + \beta T, \qquad (3)$$

so nimmt die Gleichung der Emission die Form

$$\left.\begin{aligned} i_s &= O A e^{-\beta} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{B_0}{T}} \\ &= O \mathfrak{A} T^2 \cdot e^{-\frac{B_0}{T}} \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

an [2]) und die übliche graphische Auswertung der Emissionsmessungen durch Zeichnungen der sogenannten Richardsongeraden

$$\log i_s - 2 \cdot \log T = \log(O \cdot \mathfrak{A}) - B \cdot \log e \cdot \frac{1}{T} \qquad (5)$$

ergibt für die Konstante $\mathfrak{A}$ stark vom Werte 60,2 abweichende Werte. Eine Zusammenstellung der Emissionskonstanten für die wichtigsten Emissionsmaterialien zeigt die folgende Tabelle 1.

Tabelle 1

Kathode	$\mathfrak{A}$ (Amp./cm² grad²)	B (Grad)	φ (Volt)
Wolfram	60,12	52 560	4,53
Tantal	50,2	47 550	4,09
Molybdän	60,2	51 300	4,38
Zirkon	3 000	52 400	4,51
Hafnium	55 000	59 500	5,13
Thorium (massiv)	70	39 400	3,39
Thoriumfilm	3,0	30 500	2,62
Cäsiumfilm auf W.	—	15 800	1,36
Cäsiumfilm auf o. W.	1×10^{-3}	8 300	0,71
BaO(+SrO)-Paste	$1{,}07 \cdot 10^{-3}$	12 100	1,04
BaO-Paste	$0{,}3 \cdot 10^{-3}$	11 500 ± 300	0,99 ± 0,03

Es ist bekannt, daß der theoretische Wert 60,2 nur für einige massive Metalle experimentell bestätigt werden kann, während die Messungen an Zirkon und Hafnium, sowie vor allem an mit Fremdatomen besetzten Oberflächen wie thoriertem oder cäsiumbedecktem Wolfram zwar gute Richardsongeraden, aber bedeutende Abweichungen der Konstanten $\mathfrak{A}$ vom Werte 60,2 ergeben. Für Wolfram, das mit einem kontinuierlichen einmolekularen Film von Thorium bedeckt ist, beträgt der Wert von $\mathfrak{A}$ nur 3,0 Amp./cm² grad² [3]), für Cäsium auf oxydiertem Wolframuntergrund sogar nur $1 \cdot 10^{-3}$. [4])

Noch kleinere Werte für $\mathfrak{A}$ zeigen die Wehnelt- oder Oxydpastekathoden. Die Untersuchungen der letzten Jahre führten hier zu der Auffassung, daß die eigentlichen Emissionszentren einer Oxydpastekathode durch kleine Inseln [5]) von reinem Bariummetall dargestellt werden, die während der

[1]) O. W. Richardson, Phil. Mag. **28** (1914), 633; M. v. Laue, Jahrbuch d. Radioaktiv. **15** (1918), 257; W. Schottky, Verh. d. D. Phys. Ges. **21** (1919), 529; Ann. d. Phys. **62** (1920), 113; S. Dushman, Phys. Rev. **21** (1923), 623.

[2]) W. Schottky, Handbuch d. Exp. Phys. **13**, 2 (1928), 46.

[3]) S. Dushman u. J. W. Ewald, Phys. Rev. **29** (1927), 87.

[4]) K. H. Kingdon, Phys. Rev. **24** (1924), 510.

[5]) Nach der Dipoltheorie müßte die Größe dieser Inseln mindestens 200—300 Atomdurchmesser betragen.

Formierung der Kathode durch Elektrolyse des die Pasteschicht durchquerenden Emissionsstromes oder durch thermische Dissoziation geschaffen werden und die nur einen Bruchteil $O \cdot f$ der gesamten Kathodenoberfläche O bedecken. Die Emissionsgleichung lautet dann:

$$\left.\begin{aligned} i_s &= O \cdot f \cdot A \cdot e^{-\beta} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{B_0}{T}}, \\ &= O \cdot f \cdot \mathfrak{A} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{B_0}{T}}. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Es ergab sich, daß B_0 nach eingetretener Formierung ziemlich weitgehend konstant ist, die Größe $f \cdot \mathfrak{A}$ jedoch je nach dem Formierungsgrade, d. h. also nach der Besetzungsdichte der Emissionszentren sich ändert[6]), was bei der Aufnahme der Richardsongeraden durch Parallelverschiebung derselben zum Ausdruck kommt.[7]) Der Wert von $f \cdot \mathfrak{A}$ bei Pastekathoden liegt nach Messungen verschiedener Autoren[8]) in der Größenordnung von nur höchstens 10^{-3} Amp./cm²grad², woraus durch Vergleich mit anderen Filmkathoden der Schluß berechtigt ist, daß nur etwa der tausendste Teil der Oberfläche einer Pastekathode mit Erdalkalimetallinseln bedeckt sein kann.[9])

Nun besitzen wir heute eine Methode zur Fertigung von Kathoden, das sogenannte Metalldampf- oder Destillationsverfahren, wohl auch Azid- oder Thermitverfahren genannt, dessen Gang vermuten läßt, daß die damit erzeugte Kathode im Grunde denselben Emissionsmechanismus wie die Pastekathode aufweisen muß, daß man aber die Menge des auf ihrer Oberfläche befindlichen Erdalkalimetalls bedeutend größer erhalten müßte als bei der Pastekathode. Ja, es erscheint sogar die Herstellung eines die ganze Kathodenoberfläche gleichmäßig bedeckenden Filmes möglich und wahrscheinlich. Zahlenmäßig ausgedrückt ist dann zu erwarten, daß die Loslösungsarbeit B dieselbe wie bei der Pastekathode sein müßte, der Wert von $f \cdot \mathfrak{A} \rightarrow$ jedoch bedeutend vergrößert und dem bei anderen Filmkathoden mit der Bedeckung $f = 1$ gemessenen Werte bedeutend angenähert sein müßte. Messungen der Konstanten $\mathfrak{A}$ und B an nach dem erwähnten Verfahren hergestellten Kathoden lassen also nicht nur eine Bestätigung der Ergebnisse an Oxydpastekathoden, sondern auch interessante Rückschlüsse auf die Variation der Methode bei der Fertigung der neuen Kathoden erwarten. Über solche Messungen soll im folgenden berichtet werden:

Über die erwähnten Verfahren, deren Ursprung wohl in der Hauptsache Anregungen von F. Skaupy[10]) und G. L. Hertz[11]) zu verdanken ist und deren technische Durchbildung sich zahlreiche Firmen haben angelegen sein lassen, existiert nun zwar eine sehr umfangreiche (teilweise recht unklare) Patentliteratur, an Veröffentlichungen liegt jedoch außer den kurzen Mitteilungen von H. Simon[12]) bisher so gut wie gar nichts vor. Es soll daher kurz auf Einzelheiten des Verfahrens hier eingegangen werden, wie es auf Grund längerer technischer Versuche von uns bei der Herstellung der Meßkathoden angewandt wurde.

Als Kathodenkerndraht wird ein mit einem Metalloxyd bedeckter Draht verwendet. Am bequemsten ist es, nach der Angabe von H. Simon (l. c.) einen Wolframdraht zu verwenden. Seine Oberfläche wurde mit einer dünnen Schicht W_2O_3 bedeckt, deren Dicke bei unseren Meßkathoden etwa 7—10 000 W-Molekulardurchmesser betrug. Wie eingehende Messungen, auf die hier nicht weiter eingegangen werden kann, zeigten, ändert sich durch die Oxydation die Strahlungsfähigkeit des Kerndrahtes weitgehend in Richtung schwarzer Strahlung, was für die spätere pyrometrische Temperaturmessung wichtig zu wissen ist. Auf die Anoden wird in bekannter Weise vor dem Zusammenbau des Rohres eine Bariumverbindung oder ein Gemisch gebracht, aus dem durch Erhitzung im Vakuum reines Bariummetall aufgeschlossen werden kann, z. B. eine Suspension von Bariumazid, das bei Erhitzung des Rohres mittels Außenofen bei 180°C in Barium und Stickstoff zerfällt, oder ein Gemenge von Al und BaO, das in Pillenform in einer Vertiefung der Anode befestigt ist und durch Hochfrequenzerhitzung der Unterlage auf etwa 1100°C zur Thermitreaktion gebracht wird. Hierbei bildet sich reines Bariummetall und Al_2O_3, dessen niederer Dampfdruck Störungen ausschließt. Das letzte Verfahren besitzt den Vorzug, daß die Bariumquelle erst aufgeschlossen wird, nachdem durch hohe Erhitzung aller Metallteile des Rohres für weitgehende Entgasung derselben gesorgt ist, und daß es billiger und gefahrloser als das Azidverfahren ist. Es erfordert jedoch in konstruktiver Hinsicht einige Vorsicht, worauf hier jedoch nicht eingegangen werden kann.

Die Destillation des Bariums auf die Kathode erfolgt nach unseren Messungen am einfachsten

[6]) Es kann dieses wohl mit Recht allein auf eine Veränderung von f zurückgeführt werden, da eine Veränderung von $A \cdot e^{-\beta}$, also von β, dem Temperaturkoeffizienten von B_0, bei der weitgehenden Konstanz von B_0 unwahrscheinlich ist.

[7]) W. Espe, Wiss. Veröff. a. d Siemenskonzern Bd. V, Heft 3, 1927, S. 41.

[8]) L. R. Koller, Phys. Rev. **25** (1925), 671; W. Espe, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern Bd. V, Heft 3, 1927, S. 59.

[9]) W. Schottky u. H. Rothe, Handbuch d. Experiment. Phys. **13**, 2 (1928). 229.

[10]) D.R.P. 323 494 vom 3. 11. 17 (Studiengesellschaft); D.R.P. 414 517 vom 3. 5. 22 (F. Skaupy).

[11]) D.R.P. 443 323, Prior. Holland 12. 1. 23 (Philips).

[12]) H. Simon, Zeitschr. f. techn. Phys. **8** (1927), 438; H. Simon, Handb. d. Exper. Phys. **13**, 2 (1928), 312.

derart, daß die Kathode leicht geheizt, zwischen Kathode und Anode[13]) über ein Potentiometer und einen Stabilisierungswiderstand ein Potential angelegt wird und durch Hochfrequenzerhitzung der Anode, auf deren Innenseite das Barium sich befindet, der Dampfdruck des Bariums so weit gesteigert wird, daß sich eine Bariumdampf-Niedervoltentladung ausbildet. Die positiven Bariumionen fliegen dabei gegen die negative Kathode und akkumulieren sich dort und zwar rascher als sie es bei einer gewöhnlichen Destillation ohne elektrisches Feld tun würden. Die Emission der Kathode und damit die Stromdichte der Entladung steigt rasch an. Nach kurzer Zeit kann die Bariumdampfentladung auch ohne Hochfrequenzerhitzung durch reines Elektronenbombardement der Anode aufrecht erhalten werden. Man muß nur durch Wahl der Entladungsspannung dafür Sorge tragen, daß die Geschwindigkeit der Ionen klein bleibt, sonst trommeln sie die vor ihnen glücklich auf der Kathode gelandeten Bariumatome wieder herunter, und ferner, daß während des Destillationsvorganges nicht nennenswerte Mengen Fremdgas aus den Elektroden frei werden. Die sattgrüne Farbe der Bariumentladung stellt hier eine bequeme technische Kontrolle dar.

Während des Destillationsvorganges und bei der nachträglichen Hocherhitzung der Kathode findet wohl eine teilweise Verbindung des Bariums mit dem Oxyd des Untergrundes statt, vielleicht unter Bildung einer Wolfram—Barium—Sauerstoffverbindung. Tatsache ist jedoch, daß Barium im Überschuß auf der Kathode vorhanden sein muß, da ein nachträglicher Kontakt der Kathode mit Sauerstoff eine Zerstörung der Emission bewirkt.

Eine gewisse Ähnlichkeit der Bariumdestillationskathode mit der Cäsiumfilmkathode ist unverkennbar, vor allem hinsichtlich der Wirkung der elektronegativen Sauerstoffzwischenschicht auf die Verdampfung der adsorbierten Bariumatome. Die Kathode bleibt bis zum Verdampfungspunkt der Zwischenschicht selbst (920 °C) mit genügender Lebensdauer erhitzbar. Bei mangelhafter Zwischenschicht ist die Emission der Destillationskathode ohne Abfall nur kurzzeitig meßbar und beginnt, wie Versuche zeigten, bei völligem Fehlen der Zwischenschicht schon nach kurzer Zeit auf die Emission des im Wolfram enthaltenen Thoriums zurückgehen.

Die Beschreibung der Herstellungsmethode ist vor allem deshalb so ausführlich gehalten, weil eine Reihe von Schwierigkeiten, die bei exakten Messungen der Konstanten $\mathfrak{A}$ und B von Destillationskathoden auftreten, so am einfachsten verständlich werden.

[13]) Bei Gitterröhren wird das oder die Gitter mit der Anode eventuell unter Zwischenschaltung eines Widerstandes verbunden.

Die Messungen erfolgten mit der bekannten Anordnung, bei der der Einfluß der Abkühlenden der Kathode durch Schutzanoden eliminiert ist. (Einige Ausführungsformen s. Abb. 1.)

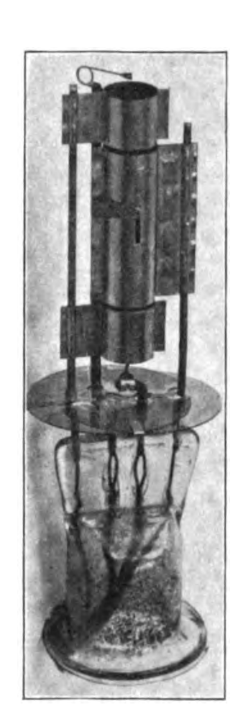



Abb. 1. Ausführungsformen von Meßrohren

Die günstigste Wahl des Kathoden- und Anodendurchmessers mußte durch eine Reihe von Versuchen bestimmt werden.

Wählte man nämlich einen dicken Kathodenkerndraht, etwa 0,08 mm Durchmesser, so wurde zwar die Beobachtung der Temperatur im Pyrometer erleichtert, es steigt aber die Anodenbelastung bei Messung des Sättigungsstromes infolge der hohen spezifischen Emission dieser Kathoden auf derartig hohe Beträge, daß sich ein merkbarer Bariumdampfdruck des auf der Anode auch nach der Fertigung noch sitzenden Bariummetalls einstellt und zusätzliche Ba^{+}-Ionen die Messung des Elektronensättigungsstromes fälschen. Die Anodenbelastung darf nach unseren Messungen den Betrag von 0,4—0,5 Watt/cm² nicht wesentlich bei längeren Meßzeiten überschreiten. Eine Vergrößerung der Anodenoberfläche durch Vergrößerung des Anodendurchmessers hat wegen der damit notwendigen Erhöhung der Sättigungsspannung nur geringen Zweck. Zum Ziele führte schließlich eine Kombination zwischen Kühlflügel

und Herausnahme der Bariumquelle von der die Emission empfangenden Anodenoberfläche. (Abb. 2.)

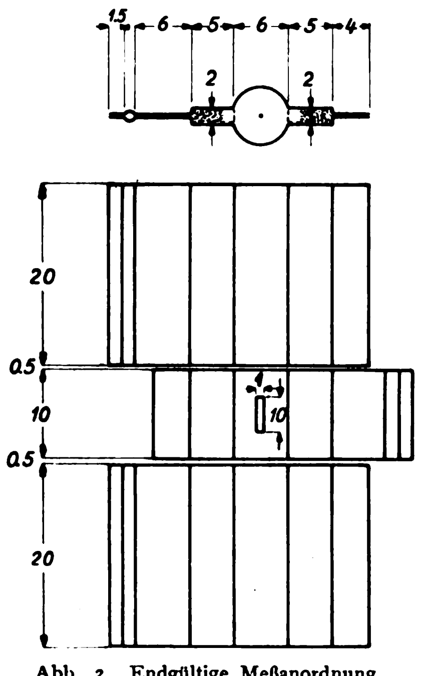


Abb. 2. Endgültige Meßanordnung

Der Kathodendurchmesser wurde aus den angeführten Gründen bis zu 0,035 mm reduziert.

Aus Gründen der Homogenität der Erhitzung der Kathode mußte die Kathodenheizung mit Wechselstrom vorgenommen werden. Es ist das verständlich, wenn man bedenkt, daß aus dem

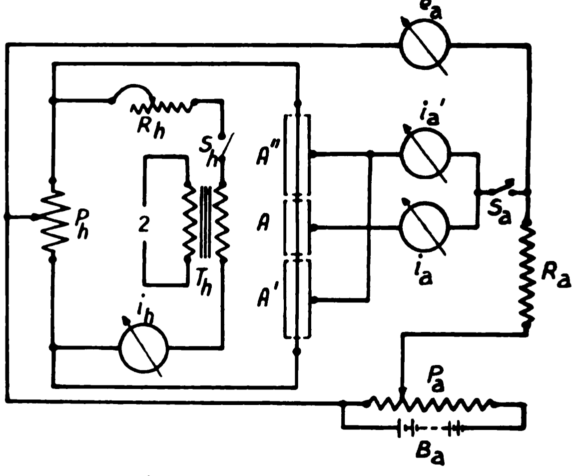


Abb. 3. Meßschaltung

mit etwa 140 mA geheizten Draht bis zu 60 mA Emission entnommen wird, also selbst bei Potentiometeranschluß des Minuspoles der Anodenspannung eine bedeutende Schwächung bzw. Vergrößerung des Heizgleichstromes und damit der Temperatur an den Enden des Fadens eintreten

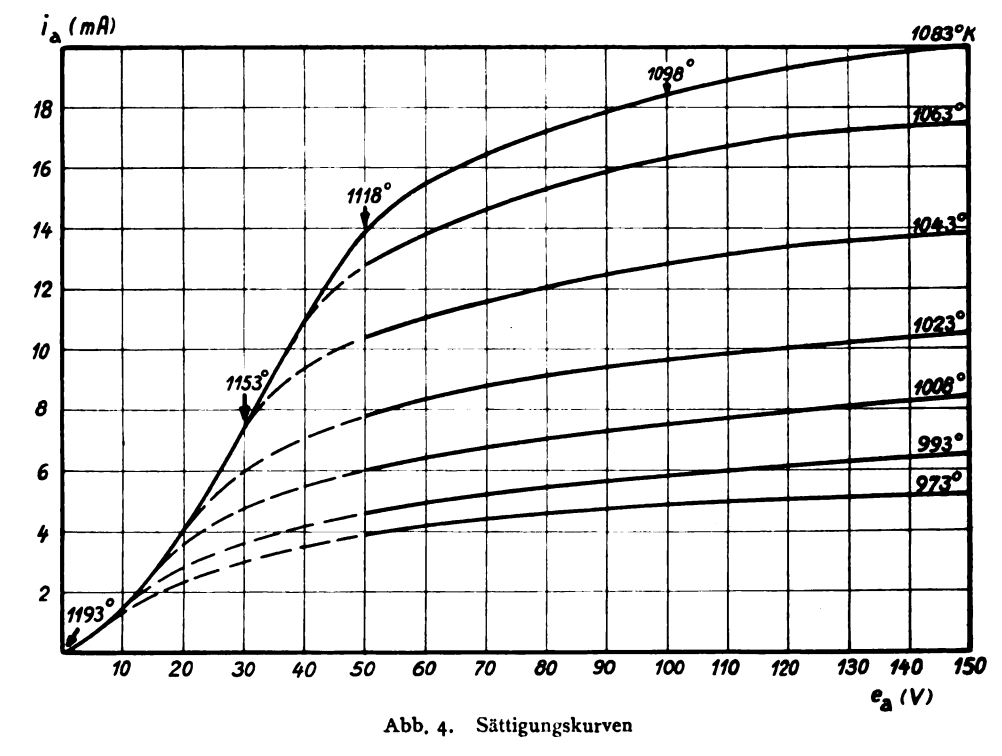


Abb. 4. Sättigungskurven

Eine weitere Verringerung verbot die Stärke des Vergleichsfadens im Mikropyrometer.

mußte. Aus dem gleichen Grunde und wegen der bei der niedrigen Kathodentemperatur sehr

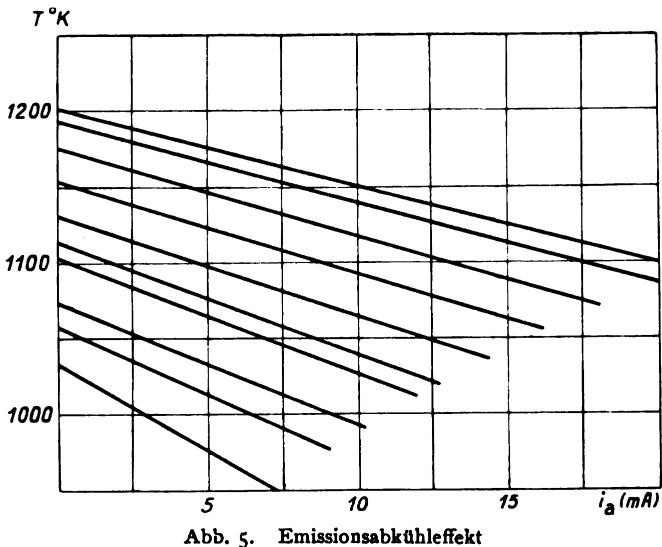


Abb. 5. Emissionsabkühleffekt

langen Abkühlenden wurde die mittlere Meßanode klein im Verhältnis zur Fadenlänge gehalten (nur $^1/_5$ des Fadens war der eigentlichen Messung unterworfen). Die endgültige Meßschaltung zeigt Abb. 3.

Die Messung der Temperatur erfolgt durch ein kleines Klappfenster in der Meßanode mittels Mikropyrometer. Sie bereitete hinsichtlich Genauigkeit und Konstanthaltung große Schwierigkeiten. Der zur Verfügung stehende Meßbereich ist bei der Destillationskathode besonders stark begrenzt, da bei 920° C die Grundoxydschicht anfängt zu verdampfen und die Kathoden nach derartigen Belastungen Schädigungen aufweisen. Er wird weiter begrenzt durch den bei diesen Kathoden außerordentlich stark in Erscheinung tretenden Elektronenabkühleffekt. Veranlaßt wird dieser durch die hohe spezifische Emission, die bis zu Beträgen von 3000 mA/cm² ansteigen kann, und durch das Fehlen von Queraufheizeffekten, die ja bei Pastekathoden den Abkühleffekt völlig kompensieren und überkompensieren können. Wie stark dieser Abkühleffekt ist, mag aus den Abb. 4 und 5 entnommen werden. In der ersten sind Sättigungskurven für konstante Heizleistungen wiedergegeben. Die am Ende der Kurven angeschriebenen Temperaturwerte sind während der Emission des Sättigungsstromes gemessen. Bei der obersten Kurve sind außerdem die Werte der Temperaturen bei einzelnen Stromgrößen der Raumladekurve angeschrieben. Wie man sieht, geht die bei $i_a = 0$ eingestellte Temperatur von 1193° Kelvin (die maximal zulässige Temperatur) durch eine Emission von 20 mA auf 1083° K herunter. Eine systematische Messung des Abkühleffektes für verschiedene Anfangstemperaturen derselben Kathode zeigt die Kurvenschar der Abb. 5.

Temperaturen von 970° K sind natürlich schon recht schwer und nur im verdunkelten Beobachtungsraum mit ausgeruhtem Auge ablesbar. Der gesamte Meßbereich wird so auf das Gebiet zwischen 970 und 1100° K beschränkt.

Die Messung des Sättigungsstromes muß möglichst schnell vorgenommen werden, denn es ist — abgesehen von der bereits diskutierten Möglichkeit der Bildung von Ba-Ionen — klar, daß Rückstrahlungen von 20°, soweit liegen die Meßpunkte auseinander, sich schon in relativ kurzer Zeit einstellen. Andererseits konnten oszillographische Messungen nicht zum Ziele führen, da nach Einschalten des Emissionsstromes infolge der Wärmekapazität der Kathode die Temperatur erst nach einer gewissen Zeit vom Werte bei $i_a = 0$ bis zu dem durch die jeweilige Emission bedingten Wert fiel. (Bei 0,08 mm Kathoden betrug diese Zeit Bruchteile einer Sekunde.)

Die so unter möglichster Vermeidung der genannten Fehlerquellen gewonnenen Meßwerte wurden nun zur Zeichnung der Richardson-

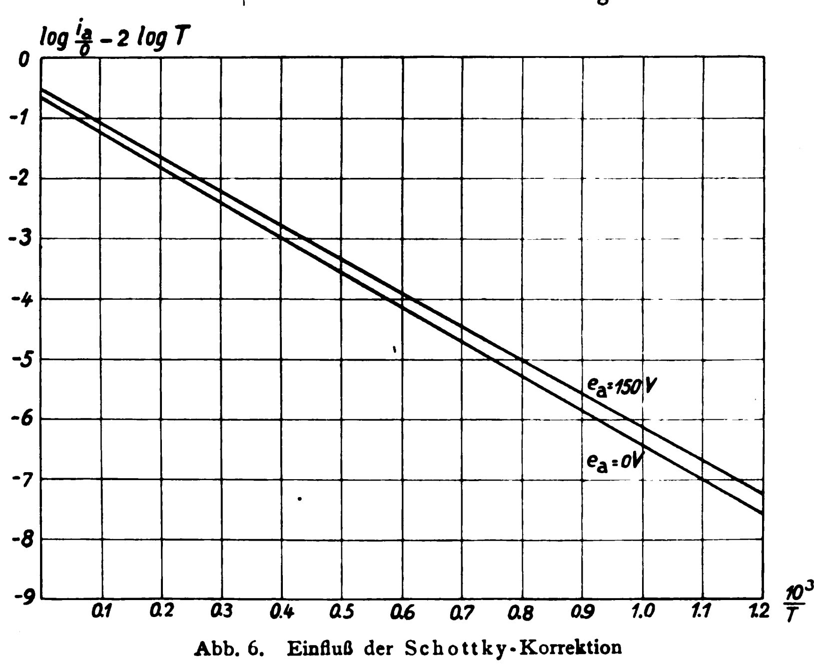


Abb. 6. Einfluß der Schottky-Korrektion

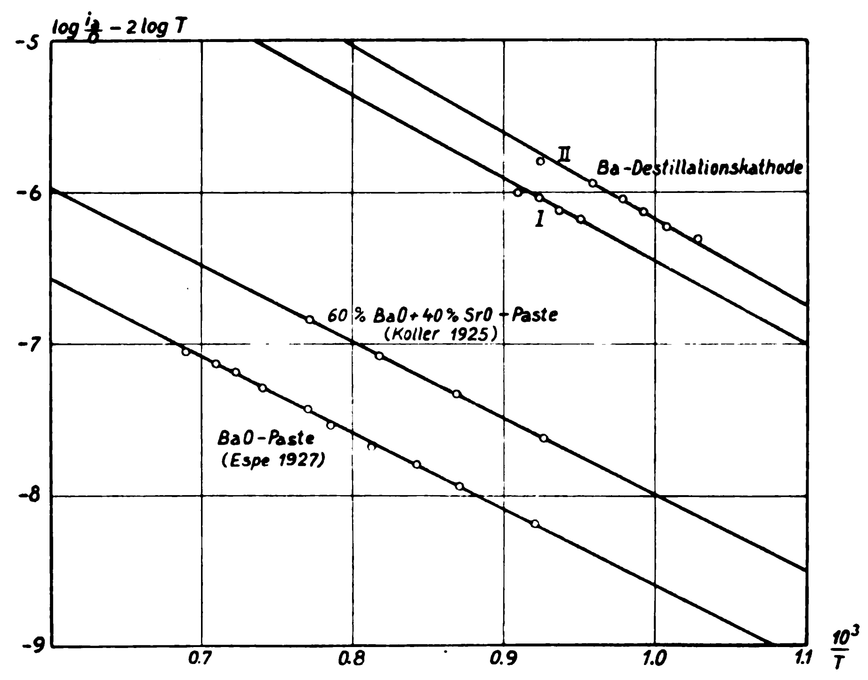


Abb. 7. Richardson-Geraden für Paste- und Destillationskathoden im Meßgebiet

geraden benutzt und zwar sowohl für konstante Anodensättigungsspannung als auch für die auf die Anodenspannung O in üblicher Weise[14]) bezogenen Werte. Es ergibt sich, daß die durch die Schottkykorrektur veranlaßte Vergrößerung der Loslösungsarbeit etwa 500 Grad beträgt und daß dieser Wert ebenso wie die Korrektur von $\mathfrak{A}$ innerhalb der Meßgenauigkeit fällt (vgl. Abb. 6). Sie ist daher im folgenden ebenso wie bei den bisherigen Pastekathodenmessungen unberücksichtigt geblieben. In den Abb. 7 und 8 ist der Vergleich der so erhaltenen Geraden mit den an Pastekathoden erhaltenen Richardsongeraden durchgeführt worden. Alle Emissionswerte sind auf 1 cm² makroskopisch gemessener Oberfläche O bezogen und zwar sind sowohl die Pastenkathodenwerte von Koller[15]), als auch die vom Verfasser[16]) früher an eigenen Kathoden ermittelten benutzt worden. Der experimentelle Befund bestätigt die theoretischen Erwartungen:

Die Geraden sind innerhalb der Meßgenauigkeit parallel, die Loslösungsarbeit B ist also dieselbe, das Emissionsmaterial und seine Konstellation bei beiden Kathodentypen identisch. Die Konstante $f \cdot \mathfrak{A}$ ist jedoch bei den Destillationskathoden 100—1000 fach größer, die Bedeckung mit Emissionszentren also bedeutend größer als bei der Pastekathode. In der folgenden Tabelle 2 sind die Zahlenwerte von Paste- und Destillationskathoden zusammengestellt.

Tabelle 2

Autor	Verfahren	$f \cdot \mathfrak{A}$ A/cm² grad²	B (Grad)	φ (Volt)
Koller 1925	BaO + SrO-Paste	$1{,}07 \cdot 10^{-3}$	12 100	1,04
Espe 1927	BaO-Paste (dünn)	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	11 500 ± 300	0,99 ± 0,03
Espe 1929	Dampfverfahren 1. Zündung	$1{,}1 \cdot 10^{-1}$	12 600 ± 500	1,09 ± 0,04
	2. Zündung	$3{,}0 \cdot 10^{-1}$	12 800 ± 500	1,1 ± 0,04
Dushman Ewald 1927	Th auf W ($f = 1$)	3,0	30 500	2,62
Langmuir Kingdon Becker 1925/26	Cs auf W	—	15 800	1,36
Kingdon 1924	Cs auf o. W	$1 \cdot 10^{-3}$	8 300	0,71

Am Schluß der Tabelle sind nochmals einige Werte für andere Filmkathoden des Vergleiches wegen eingetragen.

Ob wir mit unseren Kathoden schon das Optimum der erreichbaren Bariumbedeckung haben ($f = 1$) ist ungewiß. Tatsache ist, daß nochmalige Zündung einer Bariumentladung und Brennen-

14) W. Schottky, Phys. Zeitschr. **15** (1914), 872.
15) L. R. Koller, Phys. Rev. **25** (1925), 671.
16) W. Espe, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern Bd. V, Heft 3, 1927, S. 46.

lassen derselben über längere Zeit die Richardsongerade noch etwas, wenn auch wenig, nach oben verschiebt, wie ein Vergleich der beiden Kurven I und II in den Abb. 7 und 8 sowie der entsprechenden Werte von $f \cdot \mathfrak{A}$ in der Tabelle (1. und 2. Zündung) erkennen läßt. Eine makroskopische Oberflächenvergrößerung kommt für den Effekt, wie Vergleiche der Watt-Temperaturcharakteristiken zeigten, nicht in Frage. Technisch ist eine derartige Steigerung der Emission dann bedeutungslos, wenn sie nicht bei der Lebensdauerprüfung erhalten bleibt. Hierbei scheint die Beschaffenheit der elektronegativen Zwischenschicht z. B. hinsichtlich der Oxydationsstufe des Wolframs eine Rolle zu spielen.

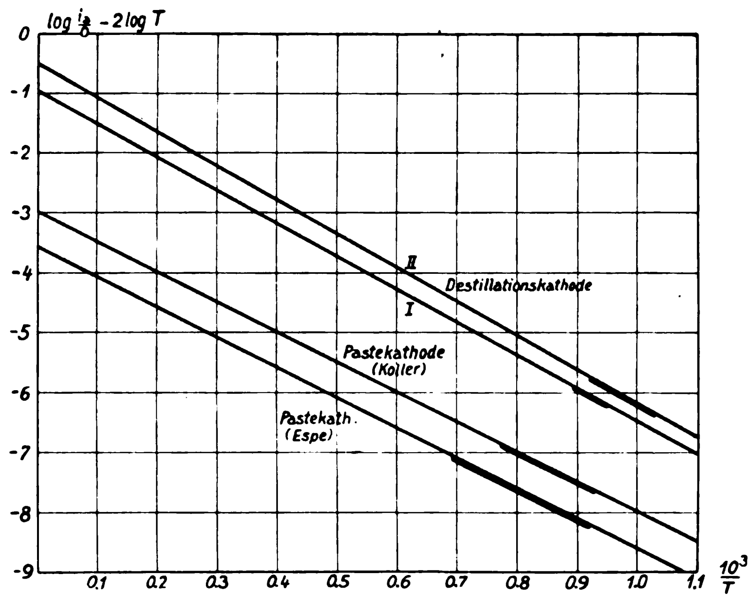


Abb. 8. Gesamt-Richardson-Geraden für Paste- und Destillationskathoden (Meßgebiete stark ausgezogen)

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß versucht worden ist, die Bestimmung der Loslösungsarbeit φ von Destillationskathoden auch mit Hilfe des Abkühleffektes durchzuführen, indem die dem Draht entzogene Leistung

$$L = i_s \left(\varphi + 2 \frac{R}{F} T\right) \text{ Watt} \qquad (7)$$

(R Gaskonstante, F Ladung pro Mol der Elektronen) für verschiedene Temperaturen bestimmt wurde. Es ergab sich aus diesen Messungen für φ ein Mittelwert von 1,21 Volt, der also 10% größer als der nach der Emissionsmethode erhaltene Wert ist. Die Übereinstimmung muß angesichts der Schwierigkeit der Bestimmung von so kleinen Energiebeträgen, besonders bei Anwendung von Wechselstromheizung, als recht gut angesehen werden.

Aus den Messungen folgt jedenfalls, daß die höhere Ökonomie der neuen Kathoden auf einer Vergrößerung des Wertes für $f \cdot \mathfrak{A}$ und nicht auf einer Verkleinerung der Loslösungsarbeit B beruhen.

Zusammenfassung

Die Richardson-Konstanten von Barium-Destillationskathoden werden bestimmt und es wird gezeigt, daß die Loslösungsarbeit dieser Kathoden dieselbe wie bei Pastekathoden ist, während die Basiskonstante der Emissionsgleichung bei makroskopisch gleicher Emissionsoberfläche etwa 100 bis 1000-fach größer ist. Hieraus wird auf eine größere Besetzungsdichte der die Emission bewirkenden Barium-Metallteilchen bei der Destillationskathode gegenüber der Pastekathode bei sonst gleichem Emissionsmechanismus geschlossen.

(Eingegangen am 16. September 1929)

Hochohmige Widerstände für niedere und hohe Spannungen

Von F. Krüger Universität Greifswald

Inhalt: Herstellung und Beschreibung hochohmiger Widerstände bestehend aus zerstäubten Metall auf hochisolierender Unterlage, für niedere und hohe Spannungen.

Die Entwicklung der physikalischen Technik im letzten Jahrzehnt hat das Bedürfnis nach Widerständen hoher Ohmzahl im Bereich von etwa 10^6 bis 10^{12} Ohm immer stärker hervortreten lassen. Ihre Verwendung bietet schon große Bequemlichkeiten, falls es sich um elektrische Messungen bei niederen Spannungen handelt, so z. B. zur Eichung von Galvanometern und Elektrometern, für lichtelektrische und radioaktive Messungen, für die Verwendung bei der Konstruktion elektrischer und optischer Meßinstrumente, wie z. B. der Intensimeter für Röntgenstrahlen und des Kochschen Mikrophotometers in der von der Firma Zeiss herausgegebenen Form. Wichtiger noch scheint das Problem, hochohmige Widerstände zu konstruieren für sehr hohe Spannungen bis zu 100000 bzw. 200000 Volt oder noch mehr, denn die Herstellung derartiger Widerstände würde Spannungsmesser für solche hohe Spannungen sowohl für Gleichstrom wie für Wechselstrom liefern. Daß das Bedürfnis nach allen solchen hochohmigen Widerständen in unserer Zeit sehr dringend geworden ist, zeigen verschiedene neuere Arbeiten, die die Lösung dieses Problems anstreben. So hat kürzlich A. Gyemant[1])

[1]) A. Gyemant, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern 6, (1928), Heft 2, 58 u. 7 (1928), Heft 1, 134; Zeitschr. f. techn. Phys. 8 (1927), 491; ETZ. 49 (1928), 534.

solche hochohmige Widerstände mit Hilfe schlecht leitender Flüssigkeiten hergestellt und ihre Verwendbarkeit für verschiedene Zwecke geprüft. Er verwendete dabei vor allen Dingen Lösungen von Pikrinsäure in Benzol-Äthylalkoholgemischen. Der Leitfähigkeitswert soll für fest verschlossene Lösungen zeitlich nur sehr wenig veränderlich sein, ferner das Ohmsche Gesetz bis zu Feldstärken von 4 kV/cm erfüllt sein. Bei höheren Feldstärken fand Gyemant eine Abnahme des Widerstandes entsprechend dem Ergebnis, das M. Wien an wäßrigen Lösungen gefunden hatte. Der negative und doch relativ große Temperaturkoeffizient der Pikrinsäurewiderstände konnte durch Zusatz bestimmter Mengen von Mineralöl oder Phenol auf Null herabgedrückt werden. Die Nichtproportionalität bei sehr hohen Feldstärken ist jedoch eine unerwünschte Eigenschaft, die ebenso wie die nicht völlige zeitliche Konstanz dieser Widerstände ihre Verwendung für Meßinstrumente schwierig gestalten dürften.

Einen andern Weg zur Herstellung hochohmiger Widerstände haben dann neuerdings C. A. Hartmann und H. Dossmann[2]), ebenfalls von der Firma Siemens und Halske, eingeschlagen. Sie haben im Vakuumofen bei 600—1000^0 verdampfenden Kohlenwasserstoff zersetzt und auf Porzellanröhrchen von 45 mm Länge, 8 mm Außen- und 4,5 mm Innendurchmesser niedergeschlagenen kristallinen Kohlenstoff erhalten. So gelang es ihnen, Widerstände zwischen 10 bis 10^7 Ohm herzustellen, wobei die Widerstände über 1000 Ohm durch Aufschneiden von Wendeln hergestellt wurden. Der Temperaturkoeffizient betrug im Mittel $-3\cdot 10^{-4}$. Die Höchstbelastbarkeit nimmt mit der Höhe des Widerstandes ab, wobei unter Höchstbelastung diejenige Belastung verstanden ist, die ein Widerstand über längere Zeit aushält, während er keine größere Widerstandszunahme als 10% aufweisen darf. Es zeigte sich, daß die Widerstände, ständig eingeschaltet, $^2/_3$ dieser Höchstbelastung 10000 Stunden aushielten, wobei die festgestellte Widerstandsänderung innerhalb des Meßfehlers lag. Bei einer Schichtdicke von etwa $0,3\cdot 10^{-3}$ mm betrug diese Höchstbelastbarkeit etwa 0,5 Watt/cm. Dieser Widerstand ist für manche Zwecke der Radiotechnik vielleicht sehr geeignet, hat jedoch zu geringe Ohmzahl, um für die oben genannten Zwecke brauchbar zu sein. Das Problem der Herstellung hochohmiger Widerstände bleibt also trotz dieser Arbeiten nach wie vor bestehen.

Ich bin seit vielen Jahren[3]) bemüht, solche hochohmige Widerstände für niedere wie für hohe Spannungen herzustellen durch Niederschlagen von Platin oder anderen Metallen durch Kathodenzerstäubung auf hochisolierende Unterlagen, z. B. Stäben aus Bernstein oder Quarzglas. Diese Widerstände sind schon vielfach für Meßzwecke verwendet, auch in Apparaturen eingebaut worden (z. B. in das Zeisssche selbstregistrierende Mikrophotometer) und haben sich, wie es scheint, in vieler Hinsicht bewährt. Es scheint daher angebracht, über die Herstellung und ihre Eigenschaften hier einmal etwas vorzutragen, obgleich die Entwicklung dieser Widerstände noch keineswegs als völlig abgeschlossen zu betrachten ist. Aber sie sind doch in dem vorliegenden Zustande schon so durchaus nützlich und brauchbar, daß ihre Veröffentlichung angebracht erscheint.

Als Unterlage für das zerstäubte Platin sind teils Bernsteinstäbe, teils Stäbe aus Quarzglas benutzt worden. Da der Widerstand der Unterlage immer sehr groß gegenüber dem der Schicht sein muß, müssen für solch hochohmige Widerstände, besonders bei denen über 10^{10} Ohm, solche hochisolierende Materialien benutzt werden. Bernstein hat den Vorteil, daß der Niederschlag auf ihm etwas fester haftet, dagegen den Nachteil, einen ziemlich hohen Ausdehnungskoeffizienten zu besitzen. Außerdem wird auch die beste Politur nie eine völlig glatte Oberfläche ergeben, sondern immer noch feine, z. T. unsichtbare Risse bestehen lassen. An solchen Rissen kann aber die Homogenität der Platinschicht leicht gestört sein. Nach den letzten Erfahrungen dürften daher doch wohl die Quarzstäbe den Vorzug verdienen; da die Stäbe völlig gegen jede Berührung geschützt sind, spielt die Haftbarkeit des Niederschlages keine irgendwie wesentliche Rolle, dafür haben diese Stäbe eine völlig glatte Oberfläche.

Recht viel Mühe hat die Herstellung unbedingt sicherer Kontakte bereitet. Die letzten Widerstände sind meistens so hergestellt, daß die Enden der Widerstände nach dem Schoopschen Spritzverfahren mit Zink überzogen werden; dann werden die Enden mit einer dicken Platinschicht überzogen und hierauf erst die eigentliche dünne Widerstandsschicht auf der Länge des Stabes niedergeschlagen. Zum Teil sind die Kontakte auch so hergestellt, daß auf die verdickte Platinschicht an den Enden eine Metallkappe aufgelötet wurde.

Die Zerstäubung wurde bisher meistens in üblicher Weise in einer Wasserstoffatmosphäre von einigen Hundertstel Millimetern Quecksilberdruck vorgenommen. Da hierbei jedoch in der zerstäubten Platinschicht Wasserstoff gelöst wird und dann an der Luft durch den Sauerstoff allmählich neutralisiert und herausgelöst wird und so eine unerwünschte Veränderung eintritt, bin ich dazu übergegangen, die Zerstäubung in Stickstoff oder Argon vorzunehmen. Da beide Gase sich sehr viel weniger in Platin lösen, so tritt viel früher

[2]) C. A. Hartmann u. B. Dossmann, Zeitschr. f. techn. Phys. 9 (1928), 434.

[3]) F. Krüger, Hochohmiger elektrischer Widerstand, D.R.P. Nr. 336469 vom 28. 11. 1919.

eine Konstanz des Widerstandes ein. Die Zerstäubung wird mit einer Hochspannungsmaschine bei 3000 Volt Spannung vorgenommen. Die Widerstände können, noch während sie sich in der Zerstäubungsröhre befinden, gemessen werden. So ist man imstande, wenigstens die Größenordnung des Widerstandes bei der Herstellung festzulegen.

Der Widerstand und auch die Struktur solcher dünner Metallschichten sind bereits vielfach untersucht, ich verweise z. B. auf die Arbeit von R. S. Bartlett[4]), in der sich die Literatur angegeben findet. Die Widerstände zeigen nach ihrer

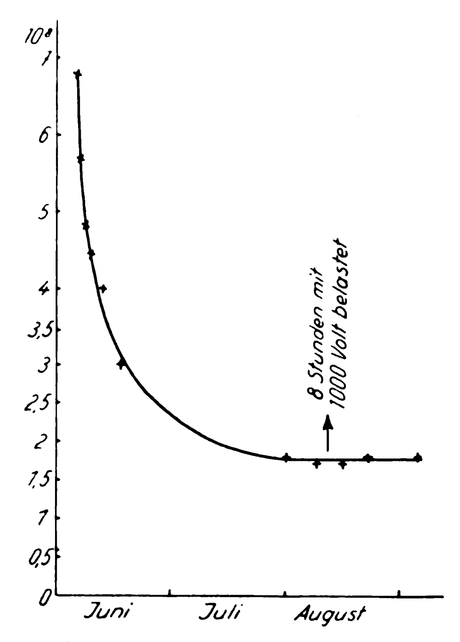


Abb. 1. Alterung eines Platinwiderstandes auf Bernstein ohne Überzug (bestäubt in Neon am 31. Mai 1929)

Herstellung, besonders wenn die Widerstände aus der Zerstäubung an die Luft gebracht werden, Änderungen im Sinne einer Verkleinerung des Widerstandes. Diese Veränderungen setzen sich noch sehr lange Zeit hindurch fort. Es ist daher höchst wünschenswert, diesen Prozeß durch eine künstliche Alterung möglichst zu beschleunigen, was durch wiederholtes und lang andauerndes Erwärmen auf höhere Temperaturen erreicht wird. Dabei darf diese Erwärmung bei den Bernsteinstäben natürlich nur so hoch getrieben werden, daß keine Erweichung des Bernsteins eintritt. Quarzstäbe lassen sich selbstverständlich viel höher erwärmen. Tritt dann durch Stromdurchgang eine Erwärmung auf, so geht die dadurch bedingte Widerstandsänderung zurück, so lange die vorhergehende Alterungstemperatur nicht erreicht wurde. Diese vor dem Konstantwerden im allgemeinen lange andauernden Widerstandsänderungen sind zum Teil durch Strukturänderungen oder molekulare Umwandlungen, zum Teil auch durch die Änderung der Gasbeladung bedingt. Schließlich tritt aber doch eine Konstanz ein, welche die Widerstände nun für Messungen brauchbar macht. Den Verlauf solcher Alterungskurven zeigen die folgenden Abb. 1—3. Abb. 1 gibt die Alterungskurve für einen Platinwiderstand auf Bernstein ohne Überzug. Die Kurve zeigt, daß der Widerstand nach etwa 6—8 Wochen eine sehr gute Konstanz erreicht hat. Abb. 2 zeigt eine

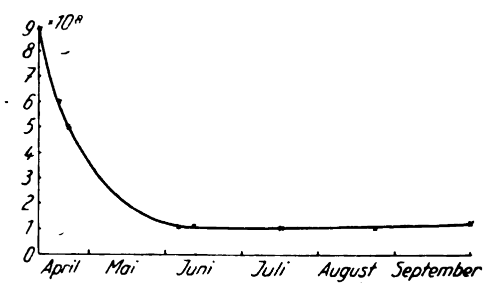


Abb. 2. Alterung eines Platinwiderstandes auf Quarz ohne Überzug (bestäubt am 22. April 1929)

analoge Kurve für einen auf Quarzglas niedergeschlagenen Widerstand ohne Überzug, auch hier ist eine sehr gute Konstanz erreicht.

Es sind sehr viele Versuche angestellt, um durch einen geeigneten Überzug eine schnellere und gute Konstanz zu erreichen. Als geeignet befunden wurden die Überzüge aus geschmolzenem Schellack, der auf Bernstein sehr fest haftet. Natürlich bedingen diese Überzüge eine erhebliche Änderung der Größe des Widerstandes. Eine solche Änderung tritt kaum ein, beim Überzug des Widerstandes mit Pizein. Solche mit Pizein überzogenen Widerstände werden schon nach sehr kurzer Zeit konstant, wie die nebenstehende Abb. 3 zeigt.

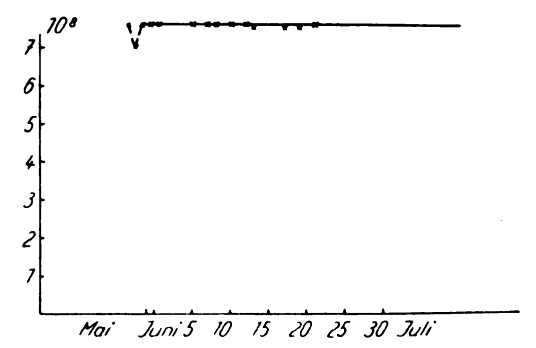


Abb. 3. Alterung eines Platinwiderstandes auf Bernstein mit Pigeinüberzug

Nicht alle Widerstände gelingen gleich gut und erreichen eine so vorzügliche Konstanz. Man muß die Widerstände daher nach der Herstellung längere Zeit messend verfolgen und die geeigneten auswählen, aber so hergestellte Widerstände haben sich doch, wie bereits oben erwähnt, für Meßzwecke

[4]) R. S. Bartlett, Phil. Mag. (7) 5 (1928).

als zuverlässig und außerordentlich bequem erwiesen.

Der wesentliche Vorzug solcher Widerstände aus dünnen Metallschichten besteht darin, daß sie bis zu den größten Spannungen dem Ohmschen Gesetz streng gehorchen. Die gewöhnlichen Widerstände von einer Länge von etwa 11 cm bei einer Stäbchendicke von 8 mm sind bis zu mehreren tausend Volt auf die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes hin geprüft worden. Nebenstehende Abb. 4

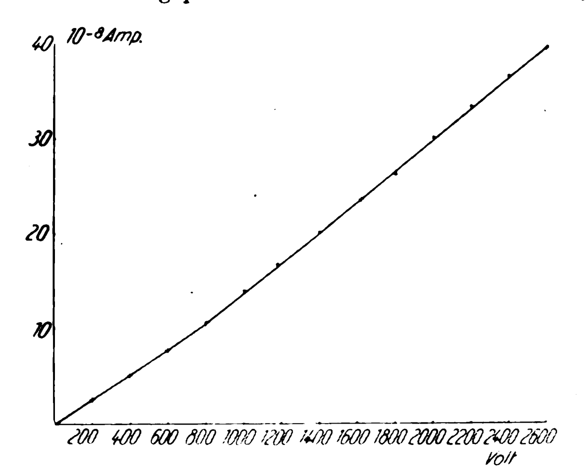


Abb. 4. Strom-Spannungskurve eines Platinwiderstandes auf Bernstein

zeigt, daß das Gesetz gut erfüllt ist. Was die Belastbarkeit anbetrifft, so sind hierfür natürlich die Quarzwiderstände ohne Überzug die geeignetsten. Solche Quarzwiderstände von 10^7 bis 10^8 Ohm vertrugen eine Belastung von 1000 Volt während 8 Stunden, ohne die geringste Änderung zu zeigen.

Der Temperaturkoeffizient solcher dünner Schichten ist, wie seit langem bekannt, im Gegensatz zu dem der kompakten Metalle, negativ; er hängt ferner von der Schichtdicke ab und ist relativ am größten bei den hochohmigsten Widerständen. Mit zunehmender Schichtdicke muß er durch Null hindurchgehen, also positiv werden und sich allmählich dem normalen Temperaturkoeffizienten der kompakten Metalle nähern. Bei den hier verwendeten dünnen Platinschichten war er stets negativ und lag zwischen $2—4{,}5 \cdot 10^{-3}$, bei Widerständen zwischen $10^5—10^9$ Ohm. Er ist also recht klein, so daß kleine Temperaturänderungen keinen merklichen Einfluß ausüben.

Natürlich können statt des Platins auch andere Metalle als dünne Schicht zerstäubt werden; neuerdings sind einige Versuche mit Goldwiderständen angestellt worden, da bekanntlich Gold weniger leicht Gas löst als Platin.

Die so hergestellten Widerstände werden zum Schutz mit einer Glasröhre oder neuerdings mit einem vernickelten Messingrohr überzogen, in das der Widerstand, durch Bernstein isoliert, eingebaut wird. Die nachstehende Abb. 5 gibt den Querschnitt durch einen solchen Widerstand, die Abb. 6 die Photographie eines solchen Widerstandes in der zuletzt hergestellten Form.

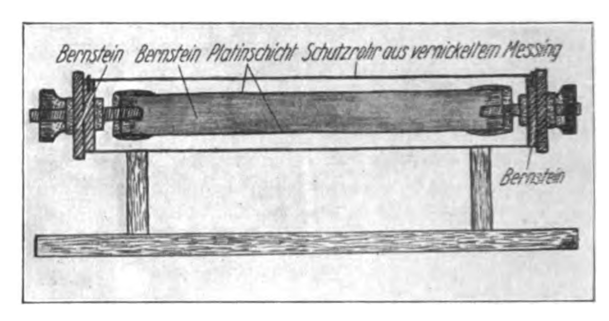


Abb. 5. Querschnitt durch einen hochohmigen Platinwiderstand auf Bernstein

Solche Widerstände lassen sich bis zum Bereich von 10^5 bis 10^{12}, ja auch bis 10^{13} Ohm herstellen. Ich zeige hier (Abb. 7) einen Kasten, in dem acht

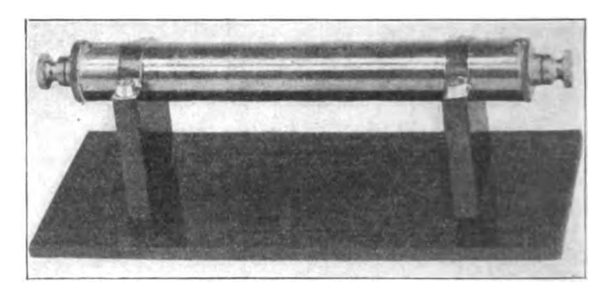


Abb. 6. Photographie eines hochohmigen Widerstandes

solche Widerstände zusammen eingebaut sind, die an einem Ende eine gemeinsame Stromzuführung haben, während die anderen Enden mit isolierten

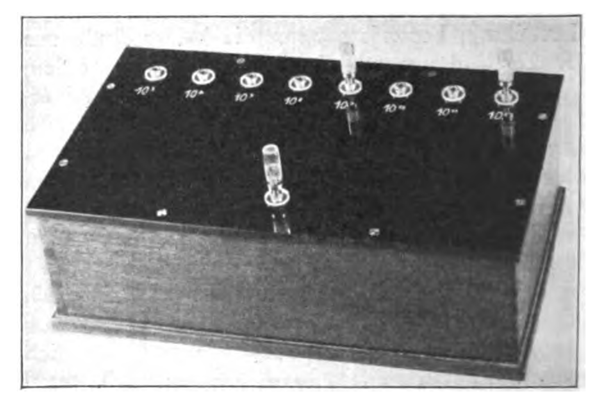


Abb. 7. Kasten mit 8 hochohmigen Widerständen von $10^5—10^{12}$ Ohm

Kontakten auf dem Deckel des Kastens verbunden sind. So ist es leicht und bequem, den gewünschten Widerstand einzuschalten. Ein zweiter, ähnlicher Kasten enthält die meist benutzten Widerstände von 10^8 bis 10^{10} Ohm.

Die Werte dieser Widerstände sind nicht genau auf die exakten Werte der Zehnerpotenzen abgeglichen, sie sind natürlich durch Messungen bestimmt. Eine solche Abgleichung von bestimmten Zahlenwerten ist bei den Widerständen jedoch möglich, wenn auch etwas umständlich, durch vorsichtiges spiraliges Aufschneiden der Widerstände. Durch Überziehen der Widerstände mit einer Schutzschicht wird ein solches Abgleichen zwar nicht unmöglich gemacht, aber doch recht sehr erschwert.

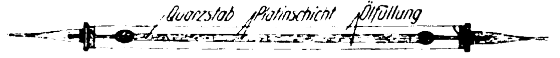


Abb. 8. Querschnitt durch einen hochohmigen Widerstand für Hochspannung

Die Messung der Widerstände bis etwa 10^8 Ohm kann unschwer mit einem empfindlichen Galvanometer erfolgen, nur ist dabei größte Sorgfalt auf alle Isolationen zu verwenden. Die Widerstände über 10^8 Ohm mißt man mit einem geeigneten Elektrometer. Viel bequemer jedoch und doch sehr genau ist die Messung der Widerstände von 10^9 Ohm und mehr mit Hilfe der Mekapions von Ing. Strauss in Wien.

Wesentlich wichtiger noch als die Herstellung solcher Widerstände für niedere Spannungen bis zu einigen tausend Volt ist die Herstellung hochohmiger Widerstände für hohe Spannungen bis zu 100000 oder 200000 Volt und mehr. Mit der Herstellung solcher zeitig konstanter Widerstände wäre die Konstruktion von Voltmetern für die genannten Spannungen leicht möglich, sei es, daß man einen solchen hochohmigen Widerstand vor ein Galvanometer geeigneter Empfindlichkeit (etwa 10^{-6} Amp.) schaltet oder daß man von einem hochohmigen Widerstand einen kleineren Widerstand mit dem 10., 100. oder 1000. Betrag abzweigt und an diesem Abzweigungswiderstand ein elektrostatisches Voltmeter von geeignetem Spannungsbereich anlegt. Die Hauptschwierigkeit bei der Herstellung solcher Widerstände für Höchstspannungen besteht in den Sprüherscheinungen so hochgespannter Elektrizität, die sehr leicht zur Zerstörung der Widerstände führen. Eine weitere Schwierigkeit besteht in der nicht unbeträchtlichen Menge Joulescher Wärme, die selbst bei Widerständen von 10^9 bis 10^8 Ohm bei Spannungen von 100000 bis 200000 Volt in den Widerständen entwickelt wird. Beide Schwierigkeiten haben sich gleichzeitig dadurch überwinden lassen, daß solche wie oben geschildert hergestellten Platinwiderstände auf Quarzstäben in Rohre, gefüllt mit geeigneter Isolierflüssigkeit, gebracht wurden. Das übliche hochisolierende Transformatorenöl hat sich z. B. hierfür als geeignet erwiesen. Als Rohre sind bisher teils solche aus Quarzglas, teils solche aus Pertinax verwendet worden, von einem Durchmesser von etwa 3 cm. Die nebenstehende Abb. 8 zeigt den Durchschnitt durch einen solchen hochohmigen Widerstand und die Abb. 9 die Photographie eines solchen. Die Länge des Rohres bestimmt sich natürlich durch die Weite der Überschlagsspannung; für 100000 Volt dürften vielleicht 50 cm, für 200000 Volt sicher 100 cm genügen.

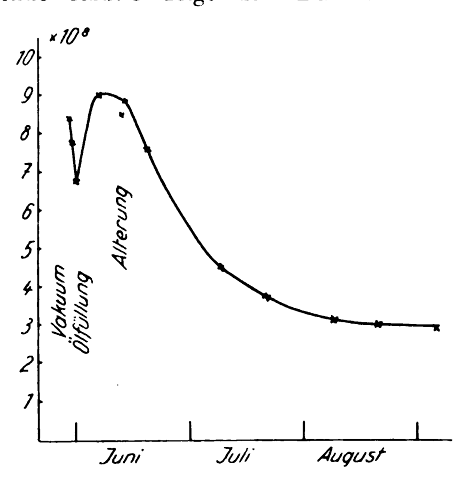


Abb. 10. Alterungskurve eines hochohmigen Widerstandes für Hochspannung

Wird ein in der oben geschilderten Weise hergestellter Platinwiderstand in das Transformatorenöl eingetaucht, so erleidet er natürlich eine Veränderung. Im ersten Moment tritt eine mäßige Vergrößerung des Widerstandes ein, der dann eine allmähliche Verkleinerung nachfolgt. Die Kurve dieser Alterungserscheinung in Öl verläuft ganz ähnlich wie die Alterungskurve der andern Widerstände; nach etwa 2 Monaten ist eine gute Konstanz erreicht, wie die nebenstehende Abb. 10 zeigt. Durch das Öl ist der Widerstand vor allen Sprüherscheinungen geschützt. Die infolge der Temperaturerhöhung eintretende Zirkulation des Öles übt eine stark kühlende Wirkung aus. Schon nach wenigen Minuten ist ein stationärer Zustand erreicht, der eine völlig konstante Ablesung ergibt. Der Temperaturkoeffizient dieser ölumgebenen Widerstände ist wie der der anderen ebenfalls negativ und sehr klein. Die Temperatur bedingt daher nur eine geringe Änderung. Während einer Belastung eine

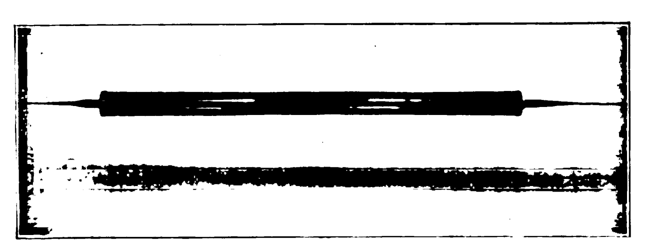


Abb. 9. Photo eines hochgraphieohmigen Widerstandes für Hochspannung

solchen Widerstandes mit 90000 Volt während 15 Minuten war der Stromausschlag, der sehr schnell konstant war, nur von 15 auf 15,5 gestiegen. Es dürfte empfehlenswert sein, die Ölschicht noch dicker zu wählen und dadurch die Erwärmung noch mehr herabzusetzen. Wie wiederholte Versuche zeigten, ändert sich der Widerstand durch Stromdurchgang nicht im geringsten, man darf daher wohl annehmen, daß solche Widerstände für Hochspannungsmessungen sich durchaus bewähren werden.

Herrn Assistenten Dr. Fr. Maske spreche ich für seine vielfache Hilfe bei diesen Messungen meinen herzlichen Dank aus.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen am 3. Oktober 1929)

Hochfrequenzsteuerung mit Gitterstrom [1]

Von Hans Plendl

147. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof, (Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik)

Inhalt: I. Einleitung: Aufgabestellung. — II. Erklärung der Wirkungsweise. — III. Verhalten bei verschiedenen Betriebszuständen. — IV. Vergleich mit dem selbsterregten Sender. — V. Zusammenfassung.

I. Einleitung: Aufgabestellung

Quarzgesteuerte Sender größerer Leistung weisen heute viele Verstärkerstufen auf, denn die Anfangsleistung des Quarzkreises ist notwendigerweise gering, sie liegt in der Größenordnung von 10 Watt und die Leistungsverstärkung in einer Stufe ist begrenzt, man rechnet durchschnittlich 1 : 10. Hierin eine Vereinfachung zu schaffen, ist vor allem für mobile Stationen wichtig, denn hier ist es notwendig, an Raum und Gewicht zu sparen, und es stößt hier auf Schwierigkeiten mehrere Leistungsstufen mit verschieden hohen Spannungen nebeneinander zu betreiben. Im folgenden wird über ein neues Prinzip berichtet, das eine wesentliche Erhöhung der Leistungsverstärkung gibt und damit eine Vereinfachung quarzgesteuerter Sender größerer Leistung ermöglicht.

II. Erklärung der Wirkungsweise

Zur Erklärung der Wirkungsweise der Hochfrequenzsteuerung mit Gitterstrom geht man am besten vom einfachen rückgekoppelten Röhrensender aus. Das Schaltbild und den zeitlichen Spannungs- und Stromverlauf zeigt Abb. 1. In der Gitterableitung liege zunächst keine Drossel (Schalter A und B nach außen geschlossen). Der Sender schwinge mit ungedämpften Amplituden. Während der Zeitintervalle, in welchen die Gitterwechselspannung positiv ist, geht ein Elektronenstrom einerseits von der Kathode zum Gitter des Rohres und andererseits über den dazu parallel geschalteten Gitterwiderstand W_A. Die Summe beider Ströme sei mit $i_{gR,W}$ bezeichnet. In den negativen Halbperioden der Gitterwechselspannung fließt ein Elektronenstrom i_{gW} nur über den Gitterableitewiderstand W_A, da dann infolge der Ventilwirkung des Rohres der Weg Gitter—Kathode gesperrt ist. Nach dem Anschwingen stellt sich automatisch die Bedingung

$$\int i_{gR,W}\,dt = -\int i_{gW}\,dt$$

ein, indem sich am Gitter das mittlere negative Potential $\bar{E}_g$ ausbildet. Wesentlich ist hier nur die Feststellung, daß der Gitterableitestrom i_{gW} in der Frequenz der Gitterwechselspannung e_g pulsiert. Beim selbsterregten Sender kommt es aber nicht auf die einzelnen Pulsationen an, sondern nur auf deren Integralwert. Diese Pulsationen werden hier im allgemeinen mehr oder weniger unterdrückt, z. B. durch in Reihe mit dem Widerstand geschaltete Drosseln (Schalter A und B nach innen geschlossen). Durch diese Maßnahme werden Hochfrequenzströme vom Widerstand ferngehalten und der Wirkungsgrad wird verbessert.

Die Gitterstromhochfrequenzsteuerung arbeitet nun gerade mit den beim selbsterregten und fremdgesteuerten Sender unterdrückten Pulsationen des Gitterableitestromes. Das Schaltbild und den zeitlichen Spannungs- und Stromverlauf zeigt Abb. 2. Hier tritt an Stelle des Gitterableitewiderstandes W_A das Vorrohr oder Gitterrohr V und zwar ohne Drosseln in der Gitterleitung. In den positiven Halbwellen der Gitterwechselspannung e_g fließt ein Elektronenstrom i_{gH} im Hauptrohr von der Kathode zum Gitter. In den negativen Halbperioden der Gitterwechselspannung geht ein Elektronenstrom i_{aV} im Vorrohr von der Kathode zur Anode. Es sind also an die Wechselspannung e_g zwei Ventile mit entgegengesetzten Durchlaßrichtungen angeschlossen, welche abwechselnd Strom führen. Es gilt wieder die Bedingung

$$\int i_{gH}\,dt = -\int i_{aV}\,dt,$$

aber ohne daß sich hier ein mittleres negatives Gitterpotential auszubilden braucht. Die Sättigung des Vorrohres begrenzt die Amplitude von i_{aV} und damit auch den Scheitelwert des Gitterstromes i_{gH} vom Hauptrohr. Soll die damit verbundene Begrenzung der Leistungsabgabe des Senders vermieden werden, so muß das Vorrohr so gewählt werden, daß seine Sättigung höher

[1] Nach gemeinsamen Untersuchungen mit P. v. Handel und K. Krüger. Vgl. auch „Die Naturwissenschaften" **17** (1929), 180, Nr. 11.

liegt als die maximale Amplitude des Gitterstromes i_{gH}.

Die Schaltung ist der bei Gittergleichstrommodulation verwendeten ähnlich, in ihrer Wirkungsweise aber von dieser grundverschieden. Das in der Gitterleitung liegende Vorrohr V stellt rohres V eine Spannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ von beliebiger Frequenz, so wird sein innerer Widerstand geändert, z. B. erniedrigt, wenn der Arbeitspunkt in der Nähe des unteren Knickes seiner Kennlinie liegt. Dieser Verkleinerung des Ableitewiderstandes entspricht aber eine Verringerung der für das Einsetzen von

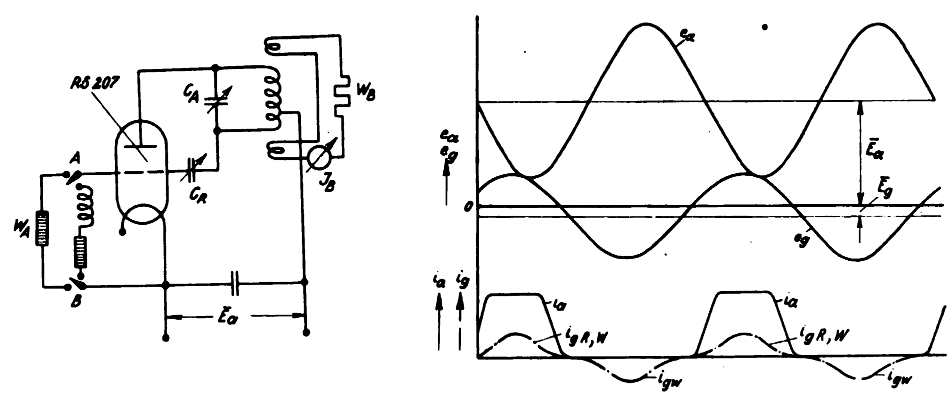


Abb. 1. Selbsterregter Sender

Schaltbild

W_A = Gitterableitewiderstand
C_A = Abstimmkondensator
C_R = Rückkopplungskondensator
W_B = Belastungswiderstand
J_B = Strom im Belastungskreis

Spannungs- und Stromverlauf

$\bar{E}_a$ = Anodengleichspannung
$\bar{E}_g$ = Gittergleichspannung
e_a = Anodenwechselspannung
e_g = Gitterwechselspannung
i_a = Anodenstrom
i_g = Gitterstrom

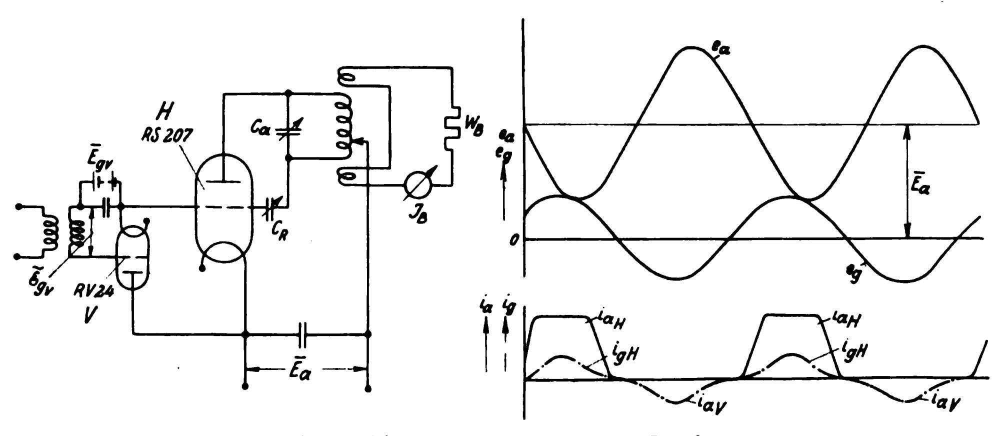


Abb. 2. Gitterstrom-gesteuerter Sender

Schaltbild

H = Hauptrohr
V = Vorrohr
$\bar{E}_{gv}$ = Gittergleichspannung am Vorrohr
$\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ = Gitterwechselspannung am Vorrohr (Effektivwert)

Spannungs- und Stromverlauf

i_{aH} = Anodenstrom im Hauptrohr
i_{aV} = Anodenstrom im Vorrohr
i_{gH} = Gitterstrom im Hauptrohr

ohne aufgedrückte Wechselspannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ (Effektivwert) einen gewissen Gitterableitewiderstand dar. Diesem entspricht eine bestimmte Rückkopplung für das Einsetzen von selbsterregten Schwingungen. Wird nun die Rückkopplung verringert durch Verkleinern der Kapazität von C_R, so setzen die Schwingungen bei einem gewissen Wert C_{R_1} wieder aus. Legt man jetzt an Gitter und Kathode des Vor-

Schwingungen mindest erforderlichen Rückkopplung. Die Schwingungen setzen bei der jetzigen Stellung C_{R_1} wieder ein und reißen erst bei weiterer Verkleinerung auf C_{R_2} wieder ab. Stimmt man nun bei dieser Stellung C_{R_2} den Hauptsender genau auf die Steuerfrequenz ab, so tritt für den jetzt in dieser Frequenz pulsierenden Gitterableitestrom eine weitere Erniedrigung des

Widerstandes ein und die eingestellte Rückkopplung C_{R_2} reicht wieder aus für die Anfachung von Schwingungen, aber allerdings nur von solchen in der Steuerfrequenz. Ein Aussetzen dieser gesteuerten Schwingungen tritt erst wieder bei erheblich verringerter Rückkopplung C_{R_3} auf. Zwischen den Rückkopplungsstellungen C_{R_2} und C_{R_3} liegt der eigentliche Bereich der Steuerwirkung. Innerhalb dieses Bereiches sind nur dann Schwingungen des Hauptsenders möglich, wenn dieser auf die Steuerfrequenz abgestimmt ist. Steuersender und Hauptsender schwingen dann synchron stimmung schwingen beide Sender selbständig in ihren Eigenfrequenzen. Bei der Gitterstromhochfrequenzsteuerung ist im allgemeinen eine kräftige Rückwirkung auf den Steuersender über die Koppelspule des Vorrohres vorhanden. Je nach der Abstimmung des Hauptsenders wird dadurch die Steuerspannung erhöht oder erniedrigt. Diese Rückwirkung genügt leicht, um einen an Gitter und Kathode des Vorrohres angeschlossenen Quarzkristall zum Schwingen anzuregen. Dieser übernimmt dann die Steuerung, ohne die Leistung des Hauptsenders wesentlich zu verändern.

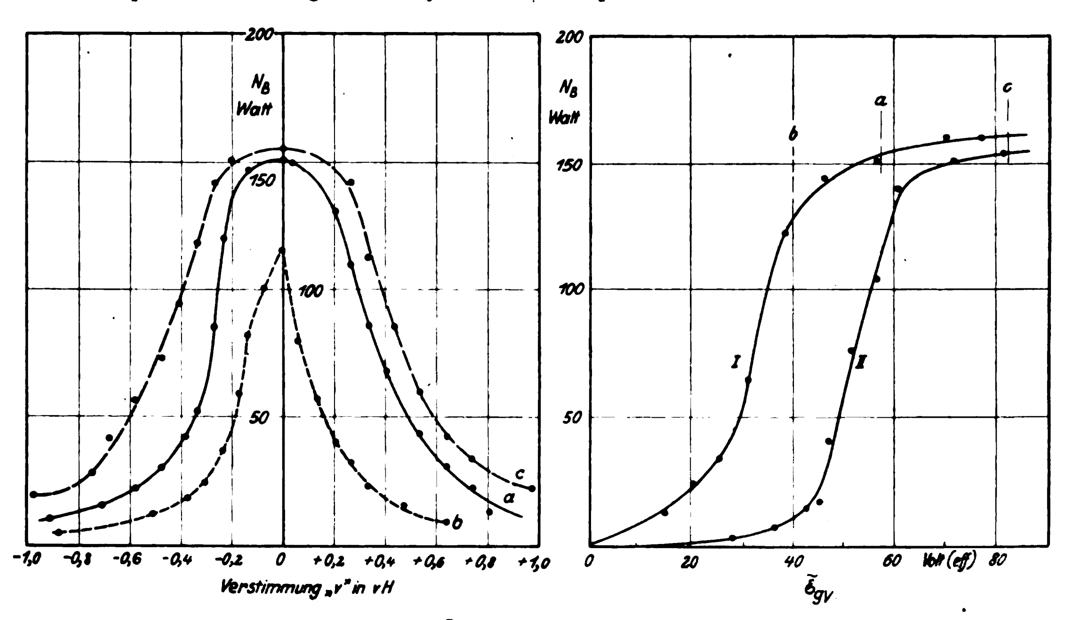


Abb. 3. Einfluß von $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ und $\bar{E}_{gv}$ auf die Nutzleistung N_B

Kurve a) $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ = 57 Volt (eff.)
Kurve b) = 40 Volt
Kurve c) = 82 Volt

Konstant: $\bar{E}_a$ = 2400 Volt
$\varkappa$ = 0,2
C_R = 72 cm
λ = 100 m

Kurve I) $\bar{E}_{gv}$ = − 50 Volt
Kurve II) $\bar{E}_{gv}$ = − 100 Volt

und der Hauptsender ist frequenzstabil. Wird der Hauptsender verstimmt, so nehmen die Schwingungen erst ab und setzen schließlich ganz aus, da der Gitterableitewiderstand für alle anderen Frequenzen zu groß ist, um in diesem Rückkopplungsbereich noch Schwingungen zu ermöglichen. Wählt man nun die Rückkopplung stärker als diesem Bereich entspricht, z. B. so stark, daß sie bereits für Selbsterregung ausreicht, so schwingt bei genauer Abstimmung der Hauptsender immer noch synchron mit dem Steuersender und ist daher auch frequenzstabil. Bei zunehmender Verstimmung tritt aber jetzt nach beiden Seiten ein labiler Bereich auf, innerhalb welchem Schwebungen zu beobachten sind. Die Schwingungen von Steuersender und Hauptsender sind dann nicht mehr synchron, sondern sie pendeln. Die Leistung des Hauptsenders ist dann sehr gering. Bei noch stärkerer Ver-

III. Verhalten der Hochfrequenzsteuerung mit Gitterstrom bei verschiedenen Betriebszuständen

Die Schaltung, an welcher die Untersuchungen vorgenommen wurden, zeigt Abb. 2. Der hier nicht gezeichnete Steuersender wurde einstufig und mit Quarzsteuerung betrieben, als Rohr wurde die RS 55 (10 Watt) benutzt. Für den Hauptsender wurde das 1,5 kW-Rohr RS 207, für das Gitterrohr V der letzteren das Endverstärkerrohr RV 24 verwendet. Die Wellenlänge betrug in allen Fällen 100 m. Der Belastungskreis war aperiodisch, also ohne Abstimmkondensator, an den Sender angekoppelt, die hiermit gemessene Leistung N_B war daher nicht die maximal erzielbare. Bei verschiedenen Betriebszuständen wurden hauptsächlich zwei Arten von Kurven experimentell ermittelt. Einerseits wurden Steuerkurven aufgenommen, welche die im

Belastungskreis gemessene Nutzleitung N_B in Watt abhängig von der vom Steuersender auf das Gitter des Vorrohres übertragenen Wechselspannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ in Volt effektiv zeigen. Andererseits wurden Resonanzkurven aufgenommen, welche die Nutzleistung N_B abhängig von der Verstimmung v des Hauptsenders in Prozent zeigen. Bei den Steuerkurven wurde für jeden Meßpunkt der Schwingkreis des Hauptsenders auf maximalen Strom J_B im Belastungskreis eingestellt.

In Abb. 3 sind rechts solche Steuerkurven und links Resonanzkurven dargestellt. Bei Steuerkurve I betrug die Gittervorspannung am Vorrohr $\bar{E}_{gv} = -50$ Volt, bei Kurve II — 100 Volt. Eine Erhöhung der negativen Vorspannung verschiebt, wie zu erwarten ist, die Steuerkurve nach rechts, so daß zur Erzielung derselben Leistung im Falle II eine größere Spannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ erforderlich ist. Die drei Resonanzkurven links sind für die drei verschiedenen Werte *a*, *b c* von $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ der Kurve I aufgenommen. Bei der Kurve *a* ist der Sender etwa gerade ausgesteuert. Wird die Spannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ auf den Wert *b* erniedrigt, so verschmälert sich die Resonanzkurve (Kurve *b*) und ihr Scheitelwert wird verringert. Wird $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ über den Wert *a* erhöht auf *c*, so verbreitert sich die Resonanzkurve (Kurve *c*), ihr Scheitelwert wird aber nur mehr wenig vergrößert.

In Abb. 4 ist der Einfluß der Rückkopplung dargestellt. Die Steuerkurve I ist die gleiche wie in Abb. 3. Sie ist bei einer Stellung des Rückkopplungskondensators $C_R = 72$ cm aufgenommen. Bei erheblich kleinerer Rückkopplung $C_R = 62$ cm wurde die Kurve II gewonnen. Eine Verringerung der Rückkopplung hat also eine Verschiebung der Steuerkurve nach größeren Werten von $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ zur Folge, ähnlich wie die vorher gezeigte Erhöhung der negativen Vorspannung. In diesem Schaubild ist ferner die Rückwirkung ϱ des Hauptsenders auf den Steuersender dargestellt als gestrichelte Kurven I und II. Als diese Rückwirkung ist zu verstehen die Änderung der Gitterwechselspannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ des Vorrohres durch den schwingenden Hauptsender. Die Rückwirkung ist als positiv bezeichnet, wenn sie $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ vergrößert und als negativ, wenn sie $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ verringert. Aufgetragen ist die Rückwirkung ϱ in Prozent des Wertes von $\tilde{\mathfrak{E}}_{gv}$ bei abgeschaltetem Hauptsender. Dieser Wert ist, wie bei allen Steuerkurven, als Abszisse aufgetragen. Aus dem Diagramm folgt, daß die stärkere Rückwirkung bei der größeren Rückkopplung vorhanden ist.

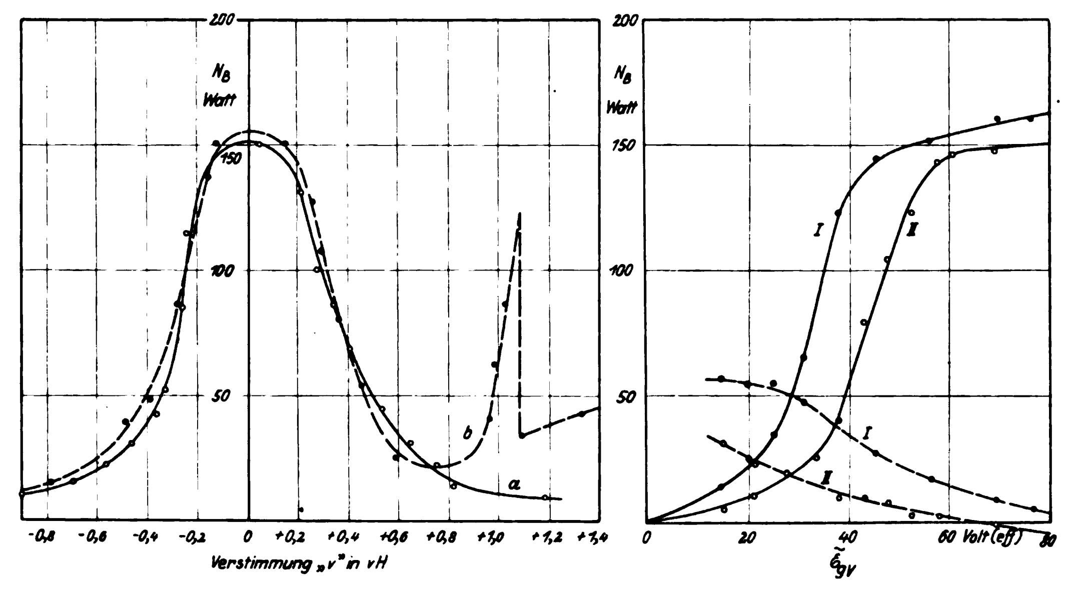


Abb. 4. Einfluß der Rückkopplung C_R auf die Nutzleistung N_B

$\tilde{\mathfrak{E}}_{gv} = 57$ Volt (eff.)
Kurve a) $C_R = 72$ cm
Kurve b) $= 76$ cm

Konstant: $\bar{E}_a = 2400$ Volt
$\varkappa = 0{,}2$
$\lambda = 100$ m

$\bar{E}_{gv} = -50$ Volt
Kurve I) $C_R = 72$ cm
Kurve II) $C_R = 62$ cm

Von den Resonanzkurven der Abb. 4 entspricht die Kurve *a* einem Punkt der Steuerkurve I und hat also dieselbe Rückkopplung $C_R = 72$ cm. Die Kurve *b* wurde bei einer etwas stärkeren Rückkopplung $C_R = 76$ cm aufgenommen. Die Rückwirkuug war hier bereits so stark, daß bei stärkerer Verstimmung eine Nebenwelle des Quarzkristalles mit angeregt wurde. Diese war

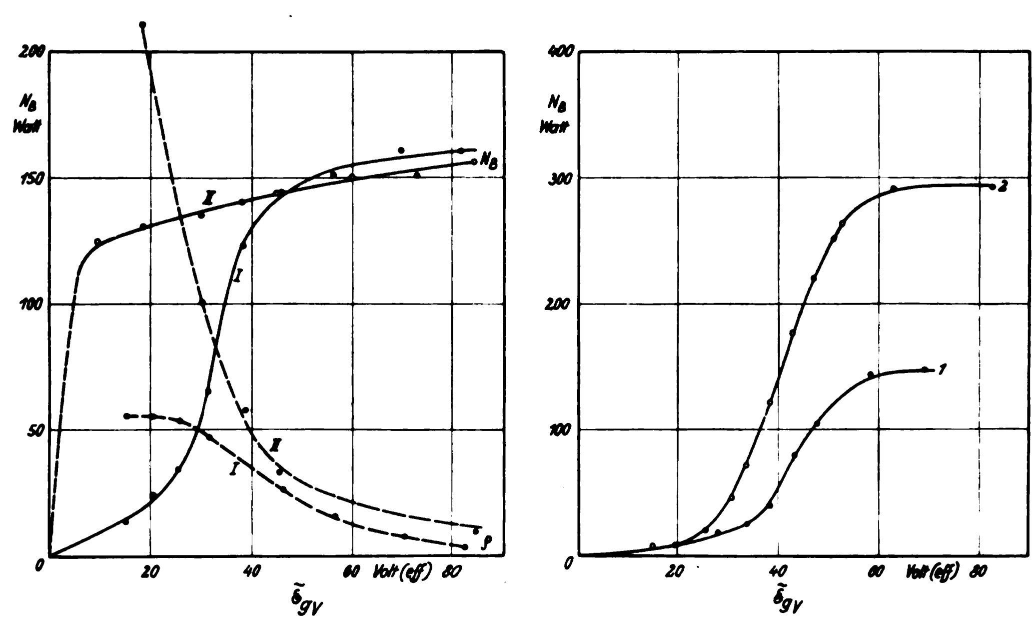
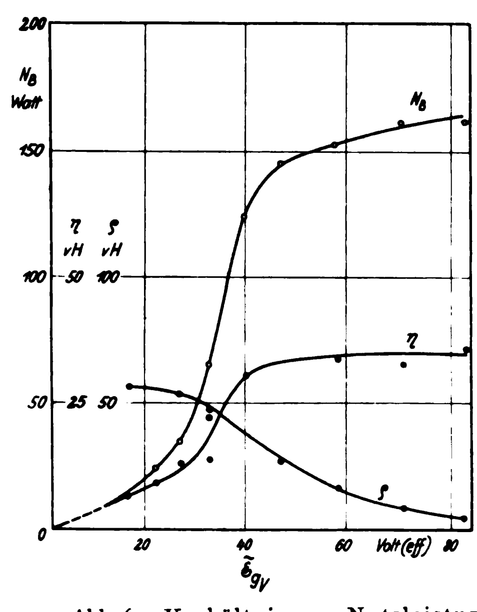


Abb. 5. Einfluß der Steuersenderankopplung $\varkappa$ und der Anodengleichspannung $\bar{E}_a$ auf die Nutzleistung N_B

Kurve I) $\varkappa = 0{,}2$, $C_R = 72$ cm
Kurve II) $\varkappa = 0{,}5$, $C_R = 70$ cm

Konstant: $\bar{E}_a = 2400$ Volt, $\bar{E}_{gv} = -50$ Volt, $\lambda = 100$ m

$\varkappa = 0{,}2$, $C_R = 62$ cm
Kurve 1) $\bar{E}_a = 2400$ Volt
Kurve 2) $\bar{E}_a = 3500$ Volt



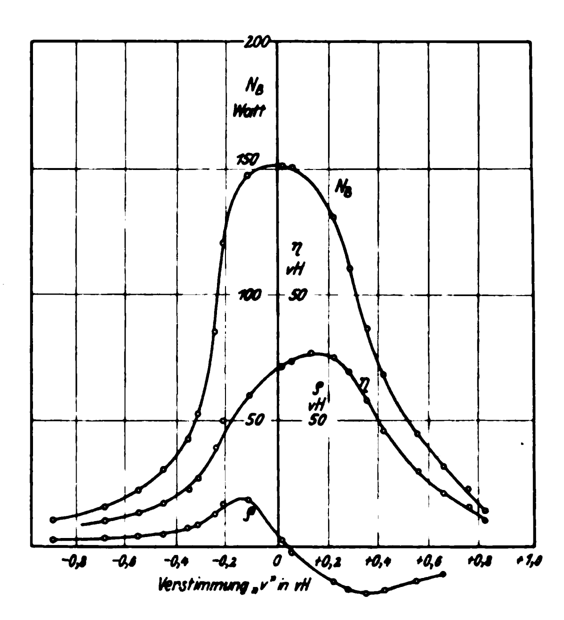


Abb. 6. Verhältnis von Nutzleistung N_B, Wirkungsgrad η und Rückwirkung ϱ

Konstant: $\bar{E}_a = 2400$ Volt, $\bar{E}_{gv} = -50$ Volt, $\varkappa = 0{,}2$, $C_R = 72$ cm, $\lambda = 100$ m

$\tilde{\mathfrak{E}}_{gv} = 57$ Volt (eff.)

beim Durchdrehen durch die Abstimmung deutlich durch das Umspringen des Überlagerungstones im Kontrollempfänger zu erkennen. Die Frequenz des Hauptsenders war im Hauptmaximum stabil und es trat neben der Abstimmung noch keine Selbsterregung auf.

In Abb. 5 ist links der Einfluß der Steuersenderankopplung $\varkappa$ gezeigt. Die Steuerkurve I ist bei einer Kopplung $\varkappa = 0{,}2$ zwischen Steuersender und Hauptsender aufgenommen, sie ist die bisher benutzte Vergleichskurve. Kurve II ist bei dem größeren Kopplungswert $\varkappa = 0{,}5$ gewonnen. Bei der stärkeren Kopplung wird die Aussteuerung schon bei erheblich kleineren Werten von $\mathfrak{E}_{g\,v}$ erreicht. Dies ist eine Folge der Rückwirkung ϱ, welche bei der vergrößerten Kopplung $\varkappa = 0{,}5$ bedeutend stärker ist als bei der kleineren, wie die strichpunktierten Kurven zeigen. Der gestrichelte Teil von Kurve II stellt einen unstabilen Bereich dar. Auf der rechten Seite von Abb. 5 ist der Einfluß der Anodengleichspannung $\bar{E}_a$ des Hauptrohres dargestellt. Die Kurve I ist bei $\bar{E}_a = 2400$ Volt aufgenommen, die Kurve II bei $\bar{E}_a = 3500$ Volt. Die Erhöhung der Anodenspannung vergrößert nur die Ordinaten N_B.

In Abb. 6 ist die Beziehung von Wirkungsgrad η und Rückwirkung ϱ zur Resonanzkurve einerseits und zur Steuerkurve andererseits dargestellt und zwar für die bisher zum Vergleich benutzten Kurven *a* bzw. I. Das Maximum des Wirkungsgrades η ist im Vergleich zur Kurve *a* etwas aus der Resonanzlage verschoben, es liegt bei etwas kleineren Werten des Abstimmkondensators, als der Resonanz entspricht. Die Rückwirkung ϱ wechselt ungefähr beim Durchgang durch die Resonanzstelle ihr Vorzeichen. In Abhängigkeit von $\mathfrak{E}_{g\,v}$ zeigt der Wirkungsgrad η einen ähnlichen Verlauf wie die Steuerkurve. Die Rückwirkung ϱ hat den umgekehrten Verlauf, sie wird größer mit kleiner werdender Spannung $\tilde{\mathfrak{E}}_{g\,v}$.

IV. Vergleich mit dem selbsterregten Sender

Bei der Aufnahme der Diagramme wurde, wie bereits erwähnt, mit einem nicht abgestimmten Belastungskreis gearbeitet. Dies erleichterte die Aufnahme der Kurven sehr, gab aber nicht die Möglichkeit, den Sender voll zu belasten. Aus diesem Grunde wurde der selbsterregte und der gitterstromgesteuerte Sender in bezug auf Leistungsabgabe und Wirkungsgrad mit einem abgestimmten Belastungskreis verglichen. Die beiden Senderschaltungen waren in dieser Hinsicht annähernd gleichwertig, die Leistung im Belastungskreis betrug bei 2400 Volt etwa 400 Watt und bei 3000 Volt etwa 600 Watt, der Wirkungsgrad lag bei 50%.

Ein Vergleich des gitterstromgesteuerten Senders mit dem fremdgesteuerten, neutralisierten Sender soll einer späteren ausführlichen Arbeit vorbehalten bleiben.

V. Zusammenfassung

Das Prinzip der Hochfrequenzsteuerung mit Gitterstrom wurde erläutert, ausgehend vom selbsterregten Sender. An Hand von Schaubildern wurde das Verhalten der Gitterstromsteuerung bei verschiedenen Betriebszuständen behandelt. In bezug auf Wirkungsgrad und Leistungsabgabe wurde die Gitterstromsteuerung mit der Selbsterregung verglichen.

(Eingegangen am 7. Oktober 1929)

Elektrische Messungen an langen Gleichstromlichtbogen in Luft

Von Alfred v. Engel

(Mitteilung aus der Wissenschaftlichen Abteilung der SSW.)

Inhalt: Versuchsanordnung, Messung der Stromdichte, Einfluß der Luftmenge(-geschwindigkeit), elektrische Feldstärke in der Bogenachse bei verschiedener Stromstärke, Einfluß des Rohrdurchmessers.

Die folgenden Untersuchungen sind zu dem Zweck vorgenommen worden, die Eigenschaften eines stationär brennenden Gleichstromlichtbogens in Luft zu studieren, da die vorliegenden älteren Untersuchungen[1]) über den gleichen Gegenstand nur geringe Variationen einzelner, die Entladung bestimmende Größen behandeln.

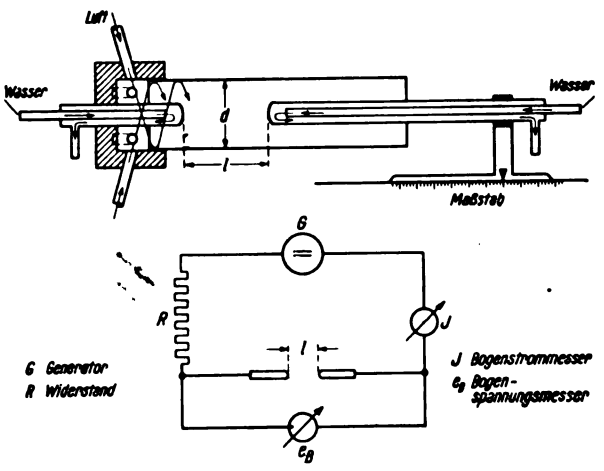


Abb. 1. Lichtbogenstrecke und Schaltung

Die benutzte Bogenstrecke ist in Abb. 1 oben dargestellt. Ähnlich der Schönherr-Grotrianschen Anordnung wurde eine in der Achse eines Glasrohres brennende Bogenentladung durch einen schraubenlinienförmig umgebenden Luftstrom stabilisiert. Die Luftzuführung erfolgte durch die in der Abb. 1 links sichtbaren 6 Düsen. Die Messung der Luftmenge wurde mittels eines an den Luft-

[1]) J. Zenneck, Verwertung des Luftstickstoffes, Leipzig 1910; W. Grotrian, Ann. d. Phys. (4) **47** (1915), 41; P. Schönherr, ETZ. 1909, 138.

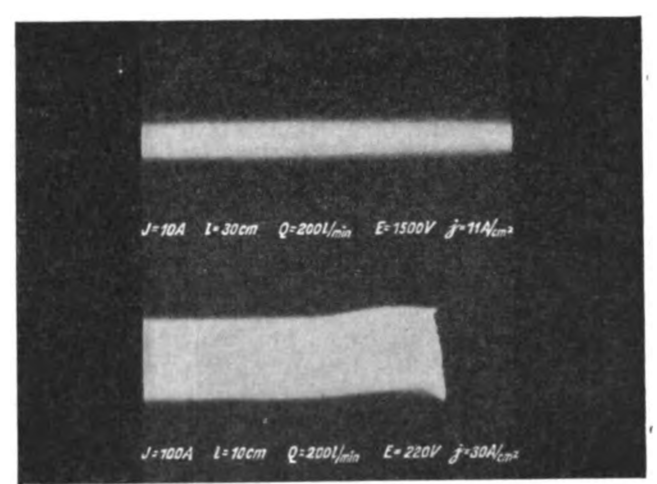


Abb. 2. Aufnahmen von Lichtbogen zur Bestimmung der mittleren Stromdichte

verteiler angeschlossenen Quecksilberbarometers vorgenommen, das mit einer Gasuhr geeicht war. Die auf der Seite des Luftaustritts befindliche Elektrode konnte zur Einstellung der Bogenlänge auf einem Schlitten verschoben werden. Die Elektroden bestanden aus Kupfer, die innen mit Wasser gekühlt waren. Die Bogenentladung brannte stets in Luft. Von einer Reinigung der Luft mußte wegen der großen sekundlichen Luftmenge Abstand genommen werden.

Die Schaltung zeigt Abb. 1 unten. *G* ist ein Gleichstromgenerator, der über einen Widerstand *R* den Lichtbogen speist; seine Spannung beträgt 200—3000 V. Um ein ruhiges Brennen auch bei langen Bögen zu erzielen, wurde jeweils die höchste (mit Rücksicht auf die Leistung) verfügbare Spannung angewandt und die Stromstärke durch Widerstandsänderung eingestellt. Die Kathode lag stets auf der Seite eintretender Luft. Die beiden Elektroden wurden vor der Messung stets eingebrannt, so daß ihre Oberfläche mit einer Oxydschicht bedeckt war.

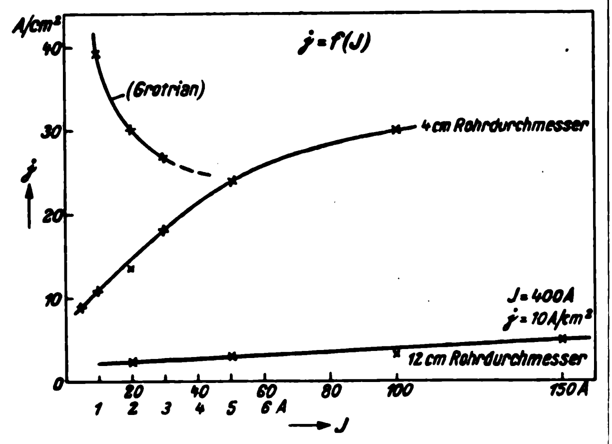


Abb. 3. Abhängigkeit der mittleren Stromdichte von der Stromstärke und dem Rohrdurchmesser. (Der untere Abszissenmaßstab gilt für die oberste Kurve

Die Messung der Stromdichte in der positiven Säule erfolgte mittels photographischer Aufnahmen sowie stichprobenweise durch Ausmessen des Säulendurchmessers mittels Kathedometers. Die Unschärfe des Randes der Entladung begrenzt jede Steigerung der Meßgenauigkeit. Abb. 2 oben ist die Aufnahme eines Bogens von 10 Amp., der in einem Glasrohr von 4 cm Durchmesser bei einer minutlichen Luftmenge von 200 Liter brennt; Abb. 2 unten stellt einen 100 Amp.-Bogen unter gleichen Verhältnissen vor. Abb. 3 zeigt den aus derartigen Aufnahmen ermittelten Verlauf der mittleren Stromdichte bei Stromstärken zwischen 1 und 400 Amp. Die Zunahme der Stromdichte mit der Stromstärke dürfte eine Folge des wachsenden magnetischen Feldes sein. Die unter dem Einfluß der radialen elektrischen Feldkomponente sich nach der Wand bewegenden Ladungsträger erfahren tangentiale Richtungsänderungen, so daß eine Stromkonzentration (entsprechend der Anziehung paralleler Stromleiter) die Folge ist. Aus den beiden Kurven in Abb. 3 geht der Einfluß des Durchmessers des Glasrohres deutlich hervor, indem die Stromdichte bei kleineren Rohrdurchmessern durch den geringeren zur Verfügung stehenden Querschnitt ansteigt. Dabei ist noch wesentlich, daß die positive Säule sich auch wegen des zwischen Rohrwand und der eigentlichen Entladung befindlichen Luftstromes nicht über den ganzen Rohrquerschnitt ausdehnen kann. Die Abhängigkeit der Stromdichte von der Luftmenge ist in engen Glasröhren nur gering, doch stets derart, daß eine Vergrößerung der Luftmenge wie eine Verringerung des Rohrdurchmessers wirkt. Die obere Kurve in Abb. 3 gibt die von Grotrian ermittelte mittlere Stromdichte in CO_2 bei Stromstärken bis 3 Amp. an. Im Gegensatz zu den Kurven *a* und *b* führt die Grotriansche Meßreihe auf eine hyperbolische Beziehung zwischen Stromdichte und Stromstärke, während wir bei sämtlichen Messungen stets ein Ansteigen der Stromdichte mit der Stromstärke gefunden haben. Auf die Abhängigkeit der Stromdichte in der Säule senkrecht zur Rohrachse läßt sich nur annähernd aus der Schwärzung der photographischen Schicht schließen. Die geringen Schwärzungsunterschiede mit Ausnahme der äußersten Randgebiete der Säule machen Stromdichteänderungen von weniger als 1 : 2 wahrscheinlich.

In Abb. 4 ist der Einfluß der Luftmenge auf die Bogenspannung in einem größeren Bereich aufgenommen worden. Es zeigt sich, daß in Übereinstimmung mit älteren Beobachtungen die Bogenspannung (zwischen $Q = 20$ und 200 Ltr./Min.) vollkommen unabhängig von der Luftmenge ist; bei weiterer Steigerung der Luftmenge ist eine Vergrößerung der Bogenspannung festzustellen. Durch

Aufnahme der Kurven $e_B = f(l)$ bei verschiedenen Q zeigte es sich, daß dieser Einfluß nur auf eine Veränderung der positiven Säule zurückzuführen ist, wogegen Anoden- + Kathodenfall praktisch ungeändert bleibt. Man kann wohl annehmen, daß bei sehr hohen Luftmengen der von dem Luftwirbel eingenommene Querschnitt sich vergrößert und daß

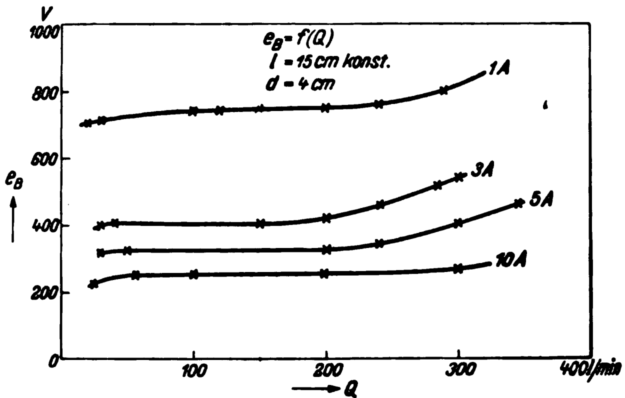


Abb. 4. Einfluß der Luftmenge(-geschwindigkeit) auf die gesamte Bogenspannung

gleichzeitig der bis dahin regelmäßige Wirbel sich auflöst, wodurch die Verluste und damit die Spannung der Säule ansteigen. Die letztgenannte Erscheinung zeigt sich deutlich bei der Betrachtung des Lichtbogens von einer bestimmten Luftgeschwindigkeit ab. Die mittlere Luftgeschwindigkeit des Wirbels läßt sich ohne weiteres aus den Spuren, welche kleine, in den Luftstrom eingebrachte Flüssigkeitströpfchen an der Glaswand hinterlassen, abschätzen. So z. B. beträgt die Luftgeschwindigkeit im Glasrohr von 4 cm Durchmesser bei einer Luftmenge von 200 Ltr./Min. etwa 6 m/Sek.

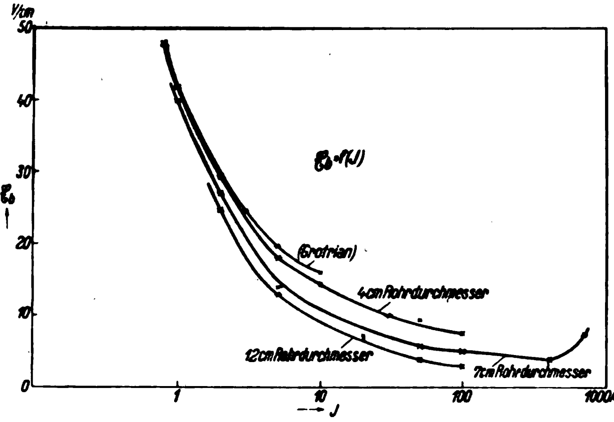


Abb. 5. Elektrische Längsfeldstärke bei veränderter Stromstärke in verschieden weiten Rohren

Die folgenden Messungen sind in dem Gebiet ausgeführt, in welchem die Bogenspannung von der Luftmenge unabhängig ist.

Die elektrische Feldstärke in der Achse der positiven Säule wurde aus der Neigung der Kennlinie: Bogenspannung = f (Bogenlänge), welche aus der ungestörten positiven Säule eine Gerade darstellen soll, ermittelt. Abb. 5 zeigt die aus diesen Charakteristiken ermittelten Feldstärken bei verschiedenen Durchmessern der die Bogenentladung umschließenden Rohre. Dort ist der Gang der Feldstärke in dem Strombereich 0,8—100 Amp. unter Verwendung eines Glasrohres von 4 cm Durchmesser bei einer konstanten Luftmenge von 150 Ltr./Min. dargestellt. In diesen Stromgrenzen sinkt die Feldstärke von etwa 50 auf $7^1/_2$ V./cm. Die Länge des Lichtbogens wurde zwischen 0 und 30 cm bei 300 V. Maschinenspannung bzw. 0—70 cm bei 3000 V. verändert, wobei jedoch mit diesen Werten durchaus nicht die Grenzlängen erreicht sind. Die unterste Kurve zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke bei Benutzung eines 12 cm-Glasrohres und 400 Ltr./Min. Luftmenge. Wegen der Gefahr des Zerspringens des Glasrohres konnte diese Meßreihe nicht über 200 Amp. fortgesetzt werden. Für Ströme über 200 Amp. wurde ein Quarzrohr von 7 cm Durchmesser verwendet; die damit erhaltenen Meßergebnisse sind ebenfalls wiedergegeben.

Die Abnahme der Feldstärke mit wachsendem Strom kann seinen Grund darin haben, daß mit zunehmender Stromstärke die Stromdichte und damit die Gastemperatur in der positiven Säule ansteigt. Die Folge davon ist eine Abnahme der Gasdichte und ein Ansteigen der freien Weglänge der Gasmolekel. Unter der Annahme konstanter Spannung pro freie Weglänge tritt eine Abnahme der durchlaufenen Spannung pro Längeneinheit, also der Feldstärke ein. Abb. 5 zeigt ferner, daß bei einer Stromstärke von etwa 400 Amp. die Feldstärke ein Minimum durchläuft, um nach der Seite höherer Ströme hin wieder anzusteigen. Die Ursache für diesen Anstieg konnte bis jetzt noch nicht sicher aufgedeckt werden. Man könnte sich vorstellen, daß bei großen Stromstärken neben einem Anwachsen der Gastemperatur auch eine Erhöhung des Temperaturgefälles am Rande der positiven Säule auftritt, wodurch eine erhöhte Energiezufuhr zu den sich in diesem Gebiete abspielenden Dissoziationsprozessen notwendig wird. Es liegt ferner nahe, die Rohrwand für den Abstieg der Feldstärke verantwortlich zu machen (s. unten) oder eine Aufteilung der positiven Säule in mehrere Stränge (ähnlich wie bei der Aufteilung des Kathodenfleckes) anzunehmen.[2])

Die oberste Kurve in Abb. 5 zeigt die von Grotrian (auf Grund seiner bis 3 Amp. ausgeführten Messungen) aufgestellte empirische Beziehung. Die Übereinstimmung unserer Messungen mit seinen Werten ist bis 3 Amp. eine vollkommene, bis 10 Amp. liefert diese Gleichung noch eine gute

---

[2]) W. D. Nottingham, I. Frankl. Inst. 1928, 43.

Näherung, wogegen bei höheren Stromstärken große Abweichungen vorhanden sind.

Der Einfluß des Rohrdurchmessers auf die Feldsträke ist ebenfalls aus Abb. 5 zu erkennen. Eine Vergrößerung des Rohres ergibt eine Verringerung der Feldstärke. Die Voraussage auf Grund der Schottkyschen Theorie[3]) der „ambipolaren Diffusion", nach der die Feldstärke sich umgekehrt proportional mit dem Durchmesser des Entladungsrohres ändern soll, läßt sich nicht ohne weiteres auf die Bogenentladung anwenden, da die Voraussetzungen, wie sie für die seitliche Ausbreitung der positiven Säule der Glimmentladung gelten, hier nicht erfüllt sind. Aus den Kurven (Abb. 5) geht jedoch deutlich hervor, daß die prozentuelle Änderung der Feldstärke bei Wahl verschiedener Rohrdurchmesser bei großen Strömen sehr bedeutend ist, wogegen sie bei kleinen Stromstärken geringer wird. Eine Erklärung dafür sehen wir darin, daß bei kleineren Strömen der von der positiven Säule erfüllte Querschnitt im Vergleich zum Rohrquerschnitt an sich gering ist, daß also die Größe der Feldstärke etwa von dem Verhältnis des Durchmessers der positiven Säule zum Rohrdurchmesser abhängt.

Zusammenfassung

Die mittlere Stromdichte und die axiale Feldstärke in der positiven Säule eines Gleichstromlichtbogens wurden im Strombereich 1 Amp. bis zu einigen 100 Amp. bestimmt. Ferner wurden Messungen über den Einfluß der Luftmenge sowie der Rohrweite angestellt und die erhaltenen Resultate diskutiert.

[3]) W. Schottky, Phys. Zeitschr. 1924, 342.

(Eingegangen am 27. September 1929)

Physikalische Grundsätze für die Unterdrückung von hochfrequenten Störungen

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Siemens & Halske A. G.)

Von F. Conrad

I. Die Technik der drahtlosen Telegraphie und Telephonie ist frühzeitig auf das Problem hochfrequenter Störungen des Funkempfanges gestoßen. Derartige Störungen rühren bekanntlich von gedämpft oder ungedämpft schwingenden Sendern her oder auch von unregelmäßigen Entladungen irgendwie erzeugter Potentialdifferenzen. In einer neueren Arbeit über die Analyse unregelmäßiger Bewegungen hat Kenrick[1]) gezeigt, wie unter gewissen Voraussetzungen die Energieverteilung solcher Störungen berechnet werden kann. Hiernach ist die Energie atmosphärischer Störungen nahezu dem Quadrat der Wellenlänge proportional.

II. Die Lösung des Störungsproblems hat man in 2 verschiedenen Richtungen erstrebt. Man versuchte einerseits, am Empfangsort parasitäre hochfrequente Störschwingungen unter Benutzung von gewissen Kunstschaltungen vom Funkgerät fernzuhalten. Die andere Methode der Beseitigung von Störungen ist das Aufsuchen der verschiedenen Störquellen und die Unterdrückung der von ihnen ausgehenden parasitären Schwingungen möglichst am Ort ihrer Entstehung.

Die Tatsache der atmosphärischen Störungen, die einen Eingriff an der Quelle nicht zulassen, hat von Anfang an alle Bemühungen auf deren empfangsseitige Unterdrückung gerichtet. Eine bekannte Versuchsanordnung für eine derartige Störungskompensation benutzt 2 verschiedene Empfänger, die auf dicht benachbarte Frequenzen abgestimmt werden, wobei der eine Empfänger die Trägerwelle des Senders, seine Modulation und zusätzliche Störungsmodulation, der zweite Empfänger die Nachbarwelle fast gleicher Störungsmodulation empfängt. Durch phasenrichtige Kompensation dieser beiden Schwingungen hinter dem Gleichrichter ergibt sich schließlich die gewünschte Modulation des zu emfangenden Senders.

Versuche haben zwar einen Effekt in der gewünschten Richtung erkennen lassen, der jedoch für praktische Anforderungen zu gering ist. Nach Carson[2]) und Küpfmüller ist übrigens dieser Weg nicht gangbar, da sich die Modulationsform mit der Wellenlänge sprunghaft ändert. Der Verwirklichung des Störschutzes auf der Empfangsseite stellen sich tatsächlich sehr große Schwierigkeiten in den Weg.

III. Die zweite Methode des sendeseitigen Störschutzes erzielt praktisch größeren Erfolg. Das Problem dieser Störschutzmittel, die am Ort der Entstehung parasitärer Schwingungen eingesetzt werden, ist bisher im wesentlichen nur nach den Methoden reiner Empirie in Angriff genommen worden. Die bestmögliche Nutzanwendung der Störschutzmittel erfordert aber Herausschälen physikalischer Regeln für die grundsätzlichen Vorgänge bei der Störungsverminderung. Oberwellen von ungedämpften Sendern kann man in bekannter Weise durch Absorptionspreise unterdrücken. Weit-

[1]) G. W. Kenrick, Philosophical magazin **41**, Januar 1929.

[2]) Proceedings of the institute of radio-engineers, Januar 1928.



aus die meisten Empfangsstörungen sind jedoch auf gedämpfte Schwingungen zurückzuführen. Die Möglichkeit des Zustandekommens einer gedämpften elektrischen Schwingung ist überall dort gegeben, wo Potentialdifferenzen, die z. B. bei elektrischen Umwandlungsprozessen gewollt oder ungewollt auftreten, sich über Leitergebilde mit mehr oder minder ausgeprägter Eigenwelle, d. h. kleinerer oder größerer Dämpfung, ausgleichen können. Durch Kopplung dieser Kreise mit dem Luftleiter gelangt die Störung in den Empfänger.

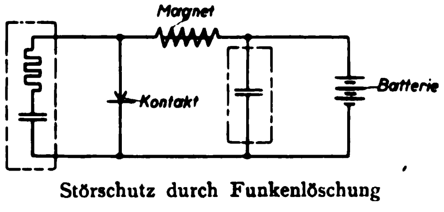
Larsen[3]) führt die hochfrequenten Störungen von Funkempfangsgeräten auf Wanderwellen zurück, deren Störungsintenstität verringert werden kann, falls es gelingt, die Stirn der Wanderwellen abzuflachen.

Hochfrequente Ausgleichsvorgänge als Ursache von Empfangsstörungen können beim Unterbrechen von induktiven Stromkreisen entstehen. Hierbei bilden sich infolge zeitlicher magnetischer Feldänderung elektrische Kräfte aus, die sich bei Vorhandensein geeigneter Schwingkreise kurzzeitig ausgleichen und infolgedessen Störungscharakter tragen. Auch der Stromschluß in Leitern mit verteilter Kapazität und Induktivität geht bekanntlich unter ähnlichen Ausgleichserscheinungen vor sich.

Manche technischen Prozesse erfordern die Erzeugung sehr hoher Spannungen, die einen sprühenden Funkenstrom hervorrufen und die Ursache heftigster Empfangsstörungen sind. Der Störungsgrad jener stark gedämpften Schwingungen ist durch sehr große Anfangsamplituden von mehreren 1000 Volt gekennzeichnet. Schließlich wird vermöge des Potentialfeldes der Erde eine neue Gruppe von Störungsquellen dadurch geschaffen, daß eine zufällige gegenseitige Berührung von Leiterteilen verschiedenen Erdpotentials Ausgleichsvorgänge mit hochfrequentem Störungscharakter einleiten kann.

IV. Die Mittel zur Unterdrückung derartiger Störungen bezwecken eine Änderung entweder des primären Ausgleichsvorgangs oder der Ausstrahlungs- bzw. Ausbreitungsbedingungen bereits entstandener hochfrequenter Störschwingungen. Diesen Mitteln kommt insofern eine erhöhte Bedeutung zu, als durch die zahllosen Umwandlungsprozesse von elektrischer Energie in der Technik fast ebenso viele Störquellen geschaffen worden sind. Die anzuwendenden Mittel erfahren nur dadurch eine gewisse Beschränkung, daß sie von vornherein die Bedingung erfüllen müssen, den normalen Energietransport bei einem solchen Prozeß nicht zu beeinflussen.

V. Am wirksamsten sind diejenigen Maßnahmen, die geeignet sind, die physikalischen Vorbedingungen für das Zustandekommen von hochfrequenten Schwingungen zu zerstören. Sie sind anwendbar, wenn die Punkte, zwischen denen hochfrequente Wechselfelder auftreten, für feste leitende Verbindungen zugänglich sind. Das ist der Fall bei Unterbrechung und Schließung von Stromkreisen durch Wechselkontakte. Die Beseitigung einer Störung, die auf diese Art erzeugt wird, erreicht man durch Einschaltung eines Kondensators mit Reihenwiderstand parallel zur Unterbrechungsstelle. Diese Beschaltung ist unter dem Namen der Funkenlöschung bekannt. In Abb. 1 ist ein elektrischer Wecker schematisch dargestellt, dessen hochfrequenter Störschutz als Funkenlöschung ausgebildet ist.



Störschutz durch Funkenlöschung

Abb. 1. Klingel

Die Art des Ausgleichsvorgangs wird hierdurch physikalisch in folgender Weise verändert: Die entstehende Ausgleichsspannung bei Kontaktöffnung wird verringert, ebenso die Frequenz des Ausgleichsvorgangs. Schließlich wird die ablaufende Schwingung durch den Widerstand gedämpft und die Einwirkung auf den Antennenkreis eines Funkempfängers hierdurch erheblich herabgesetzt. Dieser Effekt wird durch die Abb. 2

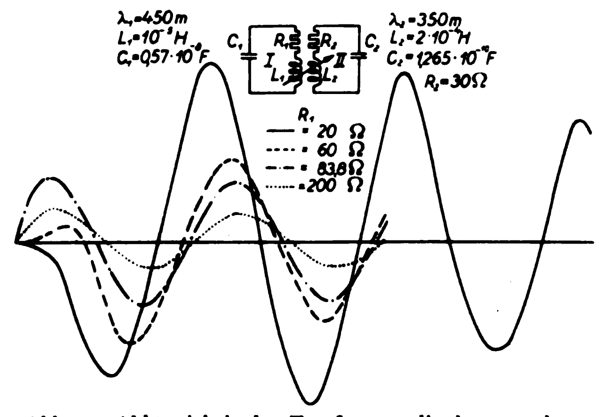


Abb 2. Abhängigkeit der Empfangsamplituden von der Dämpfung im Sendekreis

veranschaulicht. Hier stellt der Schwingkreis 1 das Ersatzschema eines derartigen Störkreises dar, Kreis 2 dagegen den lose hiermit gekoppelten Empfangskreis eines Funkgerätes. Die angegebenen Kurven veranschaulichen den zeitlichen Verlauf der Spannung am Kondensator C_2, wenn der auf ein bestimmtes Potential aufgeladene Kondensator C_1 sich entlädt; sie geben

[3]) A. Larsen, Om Radioforstyrrelser og midler Derimod, Kopenhagen, 1928.

demnach den empfangsseitigen Verlauf eines abklingenden primären Störimpulses an. In dem angegebenen Beispiel verläuft die abklingende Schwingung im Störkreise bereits aperiodisch bei einem Widerstand von R_1 = 83,8 Ohm (siehe Abb.).

Eine Reduktion der Öffnungsspannung kann andererseits erreicht werden durch Verringerung der primären Stromänderungsgeschwindigkeit, wie sie bei einer geeigneten Wahl des Kontaktmaterials entsteht, das die Bildung eines Lichtbogens[4]) von kleinem Scheinwiderstand an Stelle eines Funkens begünstigt.

VI. Die Schaffung physikalischer Vorbedingungen, die das Zustandekommen von Ausgleichsvorgängen verhindern, ist nicht möglich für Unterbrechungsvorgänge an Kollektoren. Demnach muß angestrebt werden, eine Sperrung der Störschwingungen nach außen zu erreichen. Das erzielt man durch Vermeidung der Antennenwirkung derjenigen Leiterteile, die an der hochfrequenten Schwingung mit teilnehmen. Dem kapazitiven Kurzschluß von Antenne und Erde entspricht z. B. die Verbindung der Bürsten mit dem geerdeten Gehäuse eines störenden Motors. Eine weitere Herabsetzung der Antennenwirkung wird erreicht durch Einschaltung von Induktivität und Wirkwiderstand in diejenigen Leiter, die wesentlich durch die Störschwingung angeregt werden; ferner durch Umwandlung dieser Kreise in geschlossene Schwingkreise. Durch Vergrößerung der Induktivität wird die Eigenfrequenz dieser Störantennen vermindert, durch den Wirkwiderstand ihre Dämpfung erhöht, d. h. physikalische Änderungen herbeigeführt, die in demselben Sinne wirken, eine starke Herabsetzung der Schwing- und Strahlfähigkeit und damit der Empfangsintensität herbeizuführen.

VII. Wenn aus besonderen Gründen weder eine sogenannte Funkenlöschung herbeigeführt, noch eine Antennenwirkung verhindert werden kann, so ist die Einschließung der Störantenne in einen Faradayschen Käfig notwendig. Der metallische Schutz muß festes Potential erhalten, damit sich längs seiner Oberfläche nicht elektrische Felder ausbilden können. Eine Störantenne kann durch Erdung nur schwingunfähig gemacht werden, wenn das Potential des Erdungspunktes gegenüber den hochfrequenten Wechselspannungen konstant bleibt. Die sogenannte schlechte Erde nimmt bis zu einem gewissen Grade an den Potentialschwankungen teil. Sie ist physikalisch durch einen mehr oder minder großen Scheinwiderstand gekennzeichnet, der zwischen ihr und dem wahren Erdungspunkte liegt. Die schlechte Erde ist demnach als Teil einer Störantenne aufzufassen und wird durch dieselben Mittel, Einschaltung von Induktivität zur Verlängerung der Eigenwelle und Wirkwiderstand in die Erdleitung zur Verringerung des Störstroms, schwingunfähig gemacht.

Die eben genannten Mittel zur Vermeidung der Schwing- und Strahlfähigkeit vereinigt man in den Hochfrequenzdrosseln, die durch Einführung eines Materials gewisser Permeabilität erhöhte Induktivität bei Hochfrequenz und sehr großen Wirkwiderstand erhalten, während ihr Widerstand bei Niederfrequenz gering bleibt. Ihre Eigenwelle wird in den Wellenbereich gelegt, innerhalb dessen die Drosseln maximale Wirksamkeit zeigen sollen. Da die Störschwingungen in den beiden Zuleitungen für den Betriebsstrom, z. B. eines Motors, gleichphasig verlaufen, so ergibt sich eine sehr zweckmäßige Vereinigung einerseits der Absperrung von Hochfrequenzschwingungen, andererseits des ungehinderten Durchtritts des gegenphasig verlaufenden Betriebswechselstroms dadurch, daß die beiden Drosselwicklungen gleichsinnig auf gemeinsamen Kern gewickelt sind (Abb. 3).

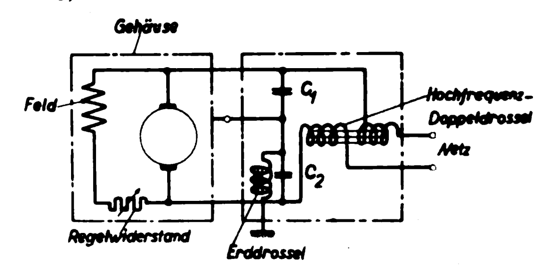


Abb. 3. Motor

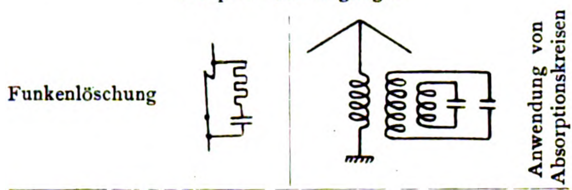
VIII. Falls die Störwirkung eines elektrischen Geräts nach außen vermöge rein elektrischer Felder erfolgt, so kann bei kapazitiv völlig symmetrischem Aufbau des störenden Geräts, z. B. eines elektrischen Weckers, dessen Störwirkung nach außen kompensiert werden. Praktisch ist jedoch die Symmetrierung nicht so weit zu treiben, daß die Anwendung anderer Störschutzmittel unterbleiben darf. In Abb. 4 sind die Methoden des sendeseitigen Störschutzes schematisch zusammengestellt.

IX. Eine hochfrequente Störung kann praktisch als beseitigt gelten, wenn ihre Wirkung so weit reduziert ist, daß sie den allgemeinen Störspiegel nicht überschreitet. Die verschiedene Intensität der auftretenden Störungen und die durch andere Umstände bedingte rein zufällige Höhe des Störspiegels erfordern darum in jedem Fall einen anderen Grad amplitudenmäßiger Schwächung. Erfahrungsgemäß genügt eine Reduktion der Störungen durch Diathermieapparate, Motoren, Klingeln, Hochfrequentheilgeräte um etwa $b = 4$ bis 5 Neper, damit der allgemeine Störspiegel nicht merklich überschritten wird.

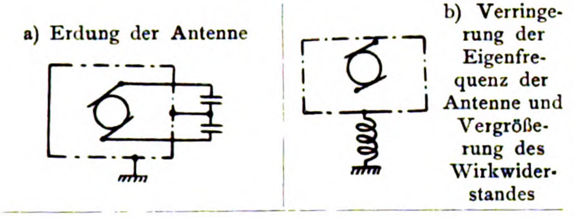
[4]) F. Eppen, ETZ 1924, Heft 31.

Die Störschutzmittel für elektrische Geräte, die in der Technik einen breiten Raum einzunehmen beginnen, werden teils den störenden Geräten zugeschaltet, teils eingebaut. Das Ziel der Störschutztechnik ist in steigendem Maße darauf gerichtet, die elektrischen Geräte nach Möglichkeit von vornherein hochfrequenzstörungsfrei zu bauen, so daß die Anwendung zusätzlicher Schaltmittel entbehrt werden kann.

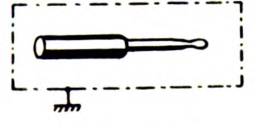
1. Verhinderung der Ausbildung gedämpfter und ungedämpfter Schwingungen



2. Herabsetzung der Schwing- und Strahlfähigkeit der Antennenkreise

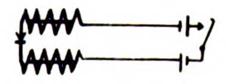


3. Einschließung des Störers in den Faraday'schen Käfig



Hochfrequenzgerät

4. Herbeiführung einer elektrischen Symmetrie des Störers



elektrischer Wecker

Abb. 4. Methoden des sendeseitigen Störschutzes

X. Zusammenfassung

Die sendeseitigen Störschutzmittel, die allein nach praktischen Erfahrungen eine ausreichende Unterdrückung hochfrequenter Störungen gewährleisten, werden nach folgenden Gesichtspunkten eingesetzt: Neben Anwendung der Funkenlöschung muß man eine Herabsetzung der Schwing- und Strahlfähigkeit der Antennenkreise durch Erdung, durch Verringerung der Eigenfrequenz und durch Vergrößerung des Wirkwiderstandes herbeiführen. Schließlich kann der Störer in einen geerdeten Faradayschen Käfig eingeschlossen werden, und in dem besonderen Fall einer rein elektrischen Kopplung mit dem Empfangskreis ist eine Verringerung der Störwirkung durch kapazitiv symmetrischen Aufbau des Störers möglich.

(Eingegangen am 26. Oktober 1929)

Über den Flattereffekt auf pupinisierten Leitungen

Von W. Deutschmann[1])

Zentral-Laboratorium der Siemens & Halske A. G., Berlin-Siemensstadt

Inhalt: Ableitung einer Formel für den Hystereseverlustwiderstand des Flattereffekts. Mitteilung von Meßwerten, welche die abgeleitete Formel bestätigen.

Schickt man über pupinisierte Leitungen gleichzeitig Fernsprech- und Telegraphenströme, so läßt sich eine einwandfreie Trennung beider Stromarten nur dann erreichen, wenn die beiden Stromarten sich nicht gegenseitig beinflussen. Solange das Kernmaterial der Pupinspulen keine nennenswerte Hysterese zeigt, ist diese Bedingung erfüllt, sind jedoch Hystereseerscheinungen da, so ist die Beziehung zwischen Feldstärke und Induktion nicht mehr linear, es tritt in den Spulen eine gegenseitige Modulation auf, die sich namentlich bei den Fernsprechströmen dadurch unangenehm bemerkbar macht, daß die Amplitude derselben im Rhythmus der Telegraphierzeichen merklich schwankt. Abb. 1 zeigt an einem typischen Beispiel, welche Schwankungen einer ursprünglich gleichbleibenden Wechselstromamplitude auftreten können (oberes Diagramm), wenn gleichzeitig Telegraphierströme die Pupinspulen durchfließen (unteres Diagramm).

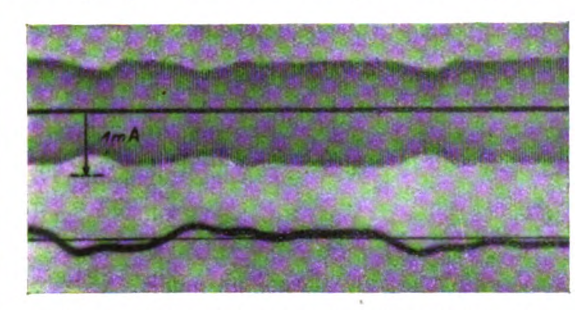


Abb. 1. Flattereffekt auf 70 km Normalkabel mit Drahtkernspulen

Die Sprache erhält dadurch einen flatternden Charakter, der die Verständlichkeit erheblich beeinträchtigen kann. Untersuchungen über diesen sog. Flattereffekt, die zuerst von Fondillier und Martin i. J. 1921[2]) gemacht wurden, haben gezeigt, daß der Effekt durch eine scheinbare Änderung

[1]) Eine ausführliche Veröffentlichung erscheint demnächst in den Wiss. Veröff. des Siemens-Konzerns.

[2]) W. Fondillier u. W. H. Martin: I. A. I. E. E. 1921.

des Hystereseverlustwiderstandes und der Selbstinduktion bei Überlagerung von Telegraphenströmen herbeigeführt wird, wobei jedoch die Selbstinduktionsänderung eine untergeordnete Rolle spielt. Die vorliegende Untersuchung setzt sich zum Ziel, diese Widerstandsänderung zu erklären, ihre Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen festzustellen und durch Messungen zu erhärten.

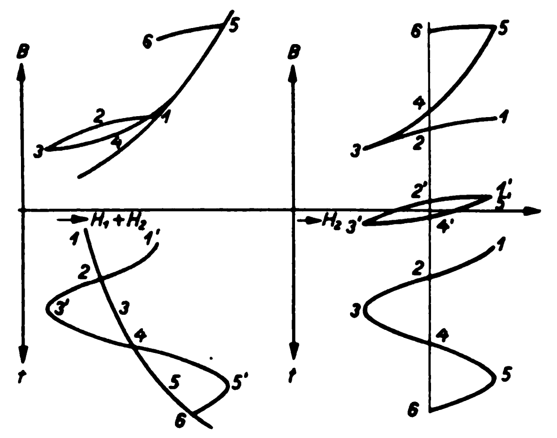


Abb. 2. *B* als Funktion von *H*

Wir betrachten (Abb. 2) eine schnelle sinusförmige Feldänderung H_2, die gleichzeitig mit einer langsamen Feldänderung H_1 vor sich geht. Die Induktion B in Abhängigkeit von dem Feld $H_1 + H_2$ wird durch die Kurve 0 bis 6 dargestellt. Durch eine einfache Umkonstruktion kann aus dieser Kurve das nebenstehende Diagramm erhalten werden, welches die Induktion als Funktion von H_2 allein darstellt. Dies ist also diejenige Abhängigkeit von B und H, die ein Beobachter feststellen würde, der von der Anwesenheit des Feldes H_1 nichts weiß. Das Integral $\int H_2\, d B$, genommen über eine ganze Periode von H_2 und dividiert durch 4π stellt dann den Hystereseverlust für eine Periode in Erg pro cm³ dar. Wie man ersieht, ist er durch die Differenz der Flächen 456 und 234 gegeben und kann unter Umständen recht beträchtlich größer sein als der Inhalt der normalen Hystereseschleife. Um zu einer angenäherten Berechnung der Flächeninhalte zu kommen, wurde der Kurvenzug durch gerade Linien angenähert (Abb. 3). Die Neigung der Geraden 015 ist offenbar gleich der differentiellen Permeabilität μ_d und die Neigung der Geraden 321 gleich der reversiblen Permeabilität μ_r. Bezeichnet man noch die Änderung von H_1 während einer ganzen Periode von H_2 mit h_1, so erhält man für den Verlust pro Schleife die Gleichung

$$N_2 = \frac{H_2 \cdot h_1}{4\pi} \cdot \frac{4 H_2 - h_1}{4 H_2 + h_1} \cdot (\mu_d - \mu_r) . \qquad (1)$$

Nun kann man zugrunde legen, daß für nicht zu große Feldstärken die Rayleighsche Beziehung

$$B = \mu_0 \cdot H + \nu \cdot H^2 \qquad (2)$$

gilt, woraus sich für $\mu_d - \mu_r$ die einfache Beziehung

$$\mu_d - \mu_r = 2\,\nu \cdot (H_{1\,max} \pm H_1) \qquad (3)$$

ableitet. Diesen Ausdruck führt man in (1) ein, ferner führt man nach bekannten Beziehungen statt der Feldstärken die Stromstärken ein und

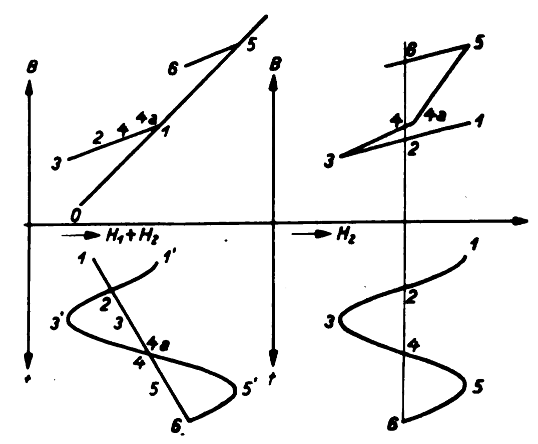


Abb. 3. *B* als Funktion von *H*; geradlinige Annäherung

faßt einen Teil der Gleichung zu dem sog. Hysteresefaktor F_h zusammen. Dieser Faktor hat die Bedeutung, daß er, mit der Stromstärke multipliziert, den Hystereseverlustwiderstand der betreffenden Spule bei der Frequenz 800 Hertz ergibt. Er kann daher aus Verlustmessungen an der Spule ermittelt bzw. bei Kenntnis der Materialkonstanten für eine Spule bestimmter Größe und Selbstinduktivität errechnet werden. Um eine Prüfung der so erhaltenen Formel vornehmen zu können, nimmt man zweckmäßigerweise sinusförmigen Sprechstrom i_2 und sinusförmigen Telegraphierstrom i_1 an und erhält dann für die Erhöhung des Hystereseverlustwiderstandes durch Flattereffekt die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} R_h &= \frac{3}{6400} \cdot F_h \cdot \frac{i_1^{\,2}}{i_2} \cdot \omega_1 \cdot \varphi(\omega_1) \cdot p , \\ \varphi(\omega_1) &= \sin 2\,\omega_1\, t + 2\,|\cos \omega_1\, t\,| , \\ p &= \frac{1-a}{1+a} ; \quad a = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\omega_1}{\omega_2} \cdot \frac{i_1}{i_2} \cdot |\cos \omega_1\, t\,| . \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Aus der Gleichung (4) ist zunächst zu ersehen, daß die Änderung des Hystereseverlustwiderstandes infolge des Flattereffektes proportional dem Hysteresefaktor F_h der Spulen ist. Eine Verbesserung desselben kommt also voll der Verringerung des Flattereffektes zugute. Im übrigen ist die Formel leicht zu interpretieren wenn der Faktor p sehr nahe 1, d. h. a sehr klein ist, m. a. W., wenn die Sprechstromamplitude verhältnismäßig groß gegenüber der während einer Sprechstromschwingung eintretenden Änderung des Telegraphenstromes

ist. In solchen Fällen kann man sagen: Die Zunahme des Hystereseverlustwiderstandes ist proportional dem Quadrat der Telegraphierstromstärke, umgekehrt proportional der Sprechstromstärke, proportional der Telegraphierfrequenz und unabhängig von der Sprechfrequenz. Die Funktion $\varphi(W_1)$ bestimmt den Verlauf der Änderung während einer ganzen Periode der Telegraphierfrequenz. Sie hat den in Abb. 4 gezeigten Verlauf, hat also

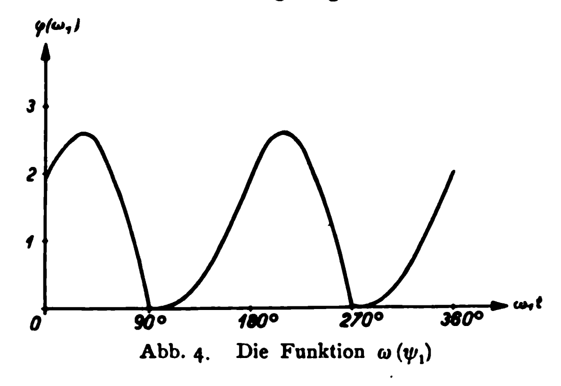


Abb. 4. Die Funktion $\omega(\psi_1)$

die doppelte Frequenz wie der Telegraphierstrom, geht bei 90 bzw. 270° auf Null herunter und hat bei 30° bzw. 210° ein Maximum = 2,60. Weicht jedoch der Wert von p erheblich von 1 ab, so werden unter Umständen die soeben dargelegten einfachen Abhängigkeiten des Verlustwiderstandes von den Stromstärken und Frequenzen erheblich verwischt, können aber in jedem Falle gemäß der Gleichung (4) berechnet werden. Um die abgeleitete Formel zu prüfen, wurden Spulen bei den verschiedensten Frequenzen und Stromstärken des Sprechstromes und des Telegraphierstromes durchgemessen.

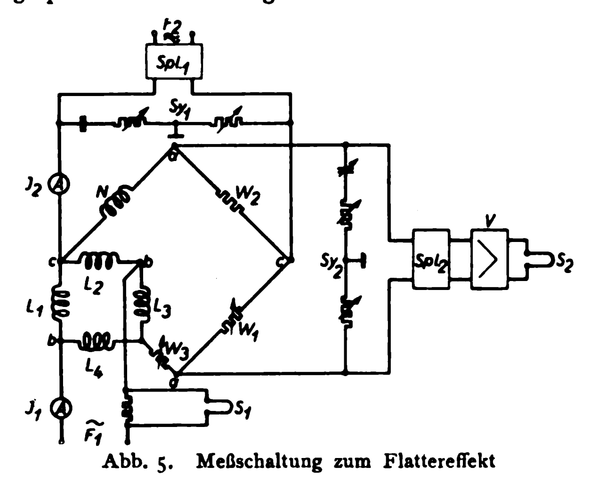
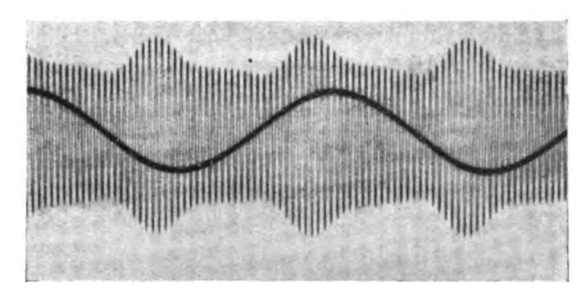


Abb. 5. Meßschaltung zum Flattereffekt

Die Ausführung der Messungen geschah prinzipiell in folgender Form. Vier möglichst gleiche Spulen wurden in Brücke geschaltet und bildeten als Ganzes einen Zweig einer Wheatstoneschen Brücke (Abb. 5). Der von einem Röhrensummer F_2 erzeugte und durch die Spulenleitung Spl_1 gereinigte Sprechstrom I_2 durchfließt die Wheatstonesche Brücke, bestehend aus dem festen Widerstand W_2 = 1000 Ohm, dem veränderbaren Widerstand W_1, der Selbstinduktionsnormalien N = 0,1 H und der Spulenkombination L_1 bis L_4. An den Punkten b—b wird der Telegraphierstrom I_1 zugeführt, der also nicht in die Hauptbrücke gelangen kann. In Reihe mit der Spulenkombination liegt ein veränderbarer Widerstand W_3. Die Oszillographenschleife S_1 dient dazu, Phase und Form des Telegraphenstroms zu bestimmen. An den Punkten a—a der Hauptbrücke ist die Schleife S_2 über einen Dreiröhrenverstärker V und eine Spulenleitung Spl_2 angeschlossen. Die ganze Anordnung kann mit Hilfe der Symmetriereinrichtung Sy_2 symmetriert werden und gleichzeitig können mit Hilfe von Sy_1 die Punkte b—b auf Erdpotential gehalten werden, was mit Rücksicht anf die unvermeidlichen Erdkapazitäten der Stromquelle F_1 nötig ist. Ändert man bei einer abgeglichenen Wheatstoneschen Brücke einen Brückenzweig um einen komplexen Widerstandswert δ, so fließt im Meßinstrument ein Strom, dessen Amplitude dem Betrage von δ proportional ist, solange die Änderung δ klein ist gegen die übrigen Widerstände. Diese Beziehung wurde zunächst zur Eichung der gesamten Apparatur benutzt. Man änderte den Widerstand W_3 (Abb. 5) ohne daß F_1 eingeschaltet war, etwa um 1 Ohm und nahm ein Oszillogramm auf, dessen Ausschlag also die Empfindlichkeit der Anordnung in mm pro Ohm angab. Sodann wurde die Brücke wieder ins Gleichgewicht gebracht, der Telegraphierstrom I_1 eingeschaltet und ein zweites Oszillogramm aufgenommen (Abb. 6), darauf wurde W_3 um


Abb. 6. Flattereffekt

einen bestimmten Wert (etwa 2 Ohm) geändert und wiederum ein Oszillogramm aufgenommen (Abb. 7). Durch die gleichzeitige Aufnahme des Telegraphierstromes hat man die jeweilige Phasenzuordnung und kann aus je zwei Werten der Oszillogramme, die zu derselben Phase gehören, einzeln die Widerstands- und Induktivitätsänderung der Spule ausrechnen. Die so errechnete Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Phase des Telegraphierstroms wäre dann mit den

gemäß der vorher erwähnten Formel errechneten Werten zu vergleichen und die Richtigkeit der Theorie zu prüfen. Zum Schluß einer solchen Meßserie wurde der Telegraphenstrom wieder abgeschaltet und nochmals ein Eichoszillogramm auf-

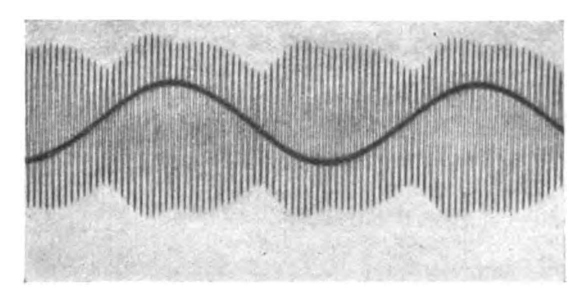


Abb. 7. Flattereffekt mit Widerstandsänderung

genommen, um sich von der Konstanz der Apparatur zu überzeugen. Die hier geschilderte Art, die Effekte zu messen, hat den großen Vorteil für sich, daß eine Meßserie in der kurzen Zeit von 5—10 Minuten aufgenommen werden kann, während die Auswertung der Oszillogramme später erfolgen kann. Abb. 8 zeigt die Ergebnisse für eine nor-

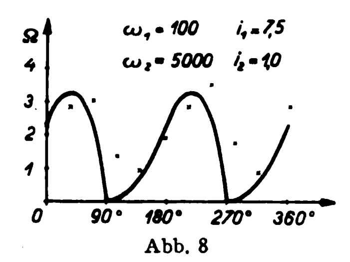


Abb. 8

male Fernkabelspule mit 190 mH, wie sie augenblicklich in Deutschland zur Pupinisierung der Zweidrahtstromkreise Verwendung findet. Die errechnete Kurve ist eingezeichnet. Die Versuchsbedingungen sind:

$$\omega_1 = 100 \qquad i_1 = 7,5$$
$$\omega_2 = 5000 \qquad i_2 = 1,0$$
$$\text{Faktor } p = 0,63$$

Abb. 9

Es werden Maximalwerte bis zu 3 Ohm erreicht. Noch höhere Werte bis zu 7 Ohm zeigt Abb. 9:

$$\omega_1 = 100 \qquad i_1 = 7,5$$
$$\omega_2 = 10\,000 \qquad i_2 = 0,5$$
$$\text{Faktor } p = 0,61$$

Abb. 10 zeigt eine Spule gleicher Induktivität und Größe, die jedoch aus einem anderen Material hergestellt ist, das bedeutend geringere Hysterese-

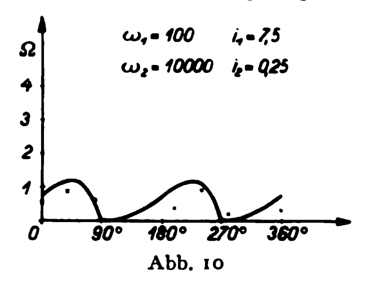


Abb. 10

verluste aufweist. Der Hysteresefaktor ist hier etwa 8 mal kleiner als bei dem erstgenannten Material, demzufolge treten auch 8 mal kleinere Effekte auf. Abb. 10 gilt für die Versuchsbedingungen:

$$\omega_1 = 100 \qquad i_1 = 7,5$$
$$\omega_2 = 10\,000 \qquad i_2 = 0,25$$
$$p = 0,38$$

Abb. 11 endlich gilt für folgende Versuchsbedingungen:

$$\omega_1 = 200 \qquad i_1 = 7,5$$
$$\omega_2 = 10\,000 \qquad i_2 = 0,25$$
$$p = 0,02$$

Abb. 11

Die gezeigten Meßresultate dürften erwiesen haben, daß sich der Flattereffekt, insbesondere die scheinbare Hysteresezunahme bei gleichzeitiger Überlagerung von sinusförmigem Telegraphierstrom, gemäß der entwickelten Formel mit guter Annäherung vorausberechnen läßt. Insbesondere konnte nachgewiesen werden, daß Spulen mit geringerem Hysteresefaktor tatsächlich einen entsprechend kleineren Flattereffekt zeigen. Um diese Tatsache noch augenfälliger zu zeigen, wurden Oszillogramme des Flattereffekts für beide Spulentypen aufgenommen, die unter genau denselben Versuchsbedingungen ausgeführt worden sind, bei genau gleicher Empfindlichkeit der Apparatur:

$$\omega_1 = 200 \qquad i_1 = 7,5$$
$$\omega_2 = 5\,000 \qquad i_2 = 0,5$$

(Abb. 12 und 13). Man sieht deutlich, daß die letzte Spule der ersten weit überlegen ist.

Die Darlegungen zeigen den Weg, den man zu beschreiten hat, wenn man allzu große Flattereffekte vermeiden will: Da die Frequenzen durch die Übertragungsart gegeben sind, hat man den Telegraphenstrom klein, den Sprechstrom groß zu

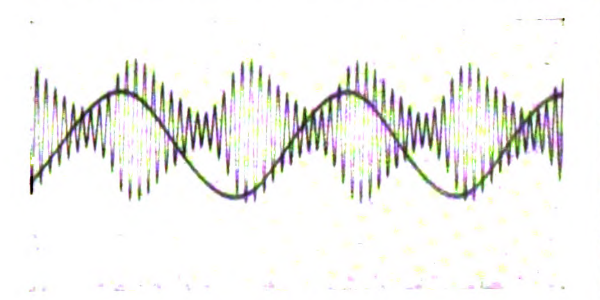


Abb. 12. Flattereffekt Spulentype „*a*“

halten, wobei die abgeleitete Formel die quantitativen Zusammenhänge ergibt. Vor allem aber sind erhebliche Fortschritte in der Wahl von Materialien mit geringer Hysterese zu erzielen, wie die zuletzt gezeigten Oszillogramme erwiesen haben.

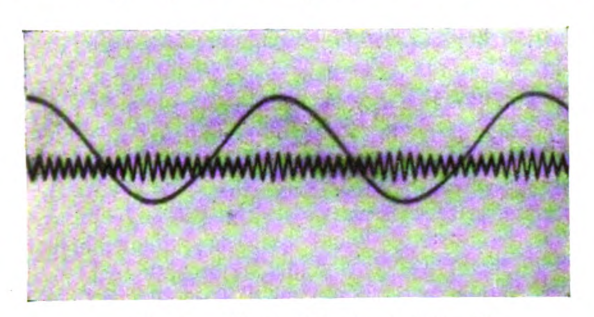


Abb. 13. Flattereffekt Spulentype „*b*“

Zusammenfassung

Die Auffassung des Flattereffekts als eine scheinbare Erhöhung des Hystereseverlustwiderstandes der Spulen bei Anwesenheit von Telegraphenströmen gestattet eine näherungsweise Berechnung dieses Effekts. Die Auswertung von oszillographischen Aufnahmen an einer geeigneten Brückenschaltung ergibt Kurven, die mit den errechneten Werten gut übereinstimmen. Es ergeben sich Gesichtspunkte für die Wahl geeigneter Spulen und Betriebsbedingungen zur Herabsetzung des Flattereffekts.

(Eingegangen am 10. Oktober 1929.)

Einige elektrische Messungen bei Hochspannung und Temperaturen bis -50^0

Von R. Vieweg und G. Pfestorf
Berlin-Charlottenburg

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt)

Inhalt: Ein Kryostat wird beschrieben, der gestattet, elektrische Messungen bei Spannungen bis etwa 100 kV und Temperaturen bis -60^0 und auch noch beim Siedepunkt der flüssigen Luft auszuführen. Als Anwendungsbeispiele werden Durchschlagspannungen eines Transformatorenöls, dielektrische Verluste von Kabelisolieröl, Porzellan, Quarz und Hartpapier ermittelt. Die Durchschlagspannung des Transformatorenöls steigt mit sinkender Temperatur, der dielektrische Verlustfaktor von Porzellan wird bei tiefen Temperaturen kleiner, der Verlustfaktor von Kabelisolierölen und Hartpapier zeigt Minima. Bei Quarz war im untersuchten Bereich der an sich kleine Verlustfaktor praktisch konstant.

In den letzten Jahren ist man auch in Deutschland immer mehr dazu übergegangen, Verteilungsstationen für elektrische Hochspannungen, insbesondere Umspannwerke als Freiluftanlagen auszubilden. Durch die ungehemmte Auswirkung des Klimas werden in diesen Freiluftstationen hohe Anforderungen nicht nur an das einwandfreie Arbeiten beweglicher Teile sondern auch an die unbewegten Teile gestellt. Neben den äußeren Einflüssen von Wind, Regen, Nebel, Schnee und Eis treten besondere Beanspruchungen auch durch die Temperaturunterschiede auf, die im Freien bedeutend größer sein können als in Gebäuden. Während in geschlossenen Anlagen vielfach mit 0^0 als tiefster Temperatur gerechnet werden kann, wird man außen leicht Temperaturen bis -30^0 vielleicht sogar bis zu -40^0 in Betracht ziehen müssen. Es ist daher von Bedeutung, das Verhalten der elektrischen Isolierstoffe in diesem Bereich untersuchen zu können. Gegenstand unserer Arbeit ist die Entwicklung einer Apparatur, mit der sich solche Messungen ausführen lassen und die Vornahme von Versuchen an einigen vielgebrauchten Isolierstoffen.[1])

Einige Untersuchungen über das elektrische Verhalten von Isolierstoffen bei tiefen Temperaturen liegen bereits vor. So hat z. B. Werner[2]) bei Gleichspannung die Durchschlagspannung von Isolierstoffen in flüssiger Luft gemessen; Toriyama[3]) hat die Festigkeit von Transformatorenöl nach Abkühlung mittels Salzlösungen gemessen. Frank[4]) hat die Anfangsspannungen von Funkenstrecken in Gasen bis zum Siedepunkt der flüssigen Luft

[1]) Eine Prüfung der mechanischen Eigenschaften elektrischer Isolierstoffe bei tiefen Temperaturen, die für das einwandfreie Arbeiten beweglicher Teile in Freiluftstationen von Bedeutung ist, wurde nicht ausgeführt.

[2]) W. Werner, Ann. d. Phys. **86** (1928), 95.

[3]) Y. Toriyama, Arch. f. Elektrot. **19** (1927), 31.

[4]) S. Frank, Arch. f. Elektrot. **21** (1928), 318.

ermittelt. Unsere Aufgabe beschränkte sich in der Hauptsache darauf, den zur Zeit praktisch wichtigsten Bereich der tiefen Temperaturen bis etwa — 60° zu erfassen und in ihm bei möglichst jeder beliebigen Temperatur genaue Wechselstrommessungen bei Hochspannung auszuführen. Darüber hinausgehend hat sich gezeigt, daß die Apparatur auch Messungen beim Siedepunkt der flüssigen Luft ermöglicht. Besonders wichtig ist es hierbei, daß mit der Anordnung auch Untersuchungen des dielektrischen Verlustfaktors ausgeführt werden können, über die uns bisher keine Ergebnisse bekannt geworden sind.

Die umrissene Aufgabe ergibt, daß das Gefäß, in dem die Messungen bei den tiefen Temperaturen ausgeführt werden sollten, der Kryostat, besonderen Anforderungen genügen mußte. Einmal war die Mindestabmessung des Kühlraums dadurch festgelegt, daß das vom Verband Deutscher Elektrotechniker für die Messungen der Durchschlagspannung von Transformatorenölen genormte Gefäß Verwendung finden sollte. Ferner mußte der Durchmesser des Kühlgefäßes so gewählt werden, daß für die dielektrischen Verlustmessungen Isolierplatten von 150 mm Durchmesser bequem untergebracht werden konnten. Anderseits mußte vermieden werden, daß durch die Wahl zu großer Abmessungen die Abkühlzeiten und der Verbrauch an Kühlmittel allzusehr stiegen. Die Rücksicht auf die zu erwartenden hohen Spannungen bis etwa 100 kV zwangen zu besonderen Maßnahmen hinsichtlich der elektrischen Isolation, die auch dann noch genügen sollte, wenn bei den tiefen Temperaturen außen oder innen an dem Kühlgefäß teilweise Niederschläge auftreten würden. Die sonst in der Kältetechnik mit Vorteil benutzten Wärmeisoliermittel wie Kieselgur konnten nicht verwendet werden, weil im Falle eines elektrischen Überschlags mit der Entstehung eines leitenden Kanals gerechnet werden mußte, der die weitere Verwendung des Geräts in Frage gestellt hätte. Die Herstellung eines Dewar-Gefäßes wurde aufgegeben, weil die Aufrechterhaltung des wärmeisolierenden Hochvakuums bei den hohen Wechselspannungen nach Versuchen an Vakuummantelrohren nicht ohne weiteres möglich schien und das Gefäß wegen der erforderlichen mehrfachen Einführungen ziemlich kompliziert geworden wäre.

Der verwendete Kryostat ist in der Abb. 1 im Schnitt wiedergegeben. Er bestand aus 3 konzentrischen Glasrohren, zwischen denen zur Wärmeisolierung ein Luftabstand von 1 cm blieb. Das äußere Glasrohr hatte eine Länge von 600 mm und einen lichten Durchmesser von 250 mm. Die Länge des inneren Glasrohres betrug 500 mm, die lichte Weite 180 mm. An den Enden waren die Glasrohre durch Hartpapierdeckel abgeschlossen. Die Rohre waren in Nuten dieser Deckel eingelassen und wurden zugleich mittels dieser Hartpapierscheiben konzentrisch zueinander gehalten. Zur Wärmeisolation blieb auch zwischen den Hartpapierdeckeln eine Luftschicht von etwa 1 cm. Um den inneren Versuchsraum möglichst gut abzuschließen, konnten die inneren Hartpapierdeckel an den Nuten mit Gummiringen abgedichtet werden. Die äußeren Deckel an beiden Enden waren verstärkt ausgeführt und zur Verlängerung des Isolationsweges mehrfach abgestuft. Die Verwendung von Glasrohren als Hauptwandung des Kühlraumes bot außer hochwertiger elektrischer Isolierung den Vorteil, daß die ganze Anordnung im Innern und die elektrischen Vorgänge bequem beobachtet werden konnten. Die Abb. 1 zeigt schematisch im Innern das Gefäß zur Bestimmung der Durchschlagsfestigkeit von Isolierölen, das nach den Vorschriften für Transformatoren- und Schalteröle des Verbands Deutscher Elektrotechniker ausgeführt war und als Elektroden 2 Kupferkalotten von 50 mm Kugeldurchmesser besaß. Die Zuführung der elektrischen Spannung erfolgte durch Metallrohre, die an beiden Seiten durch

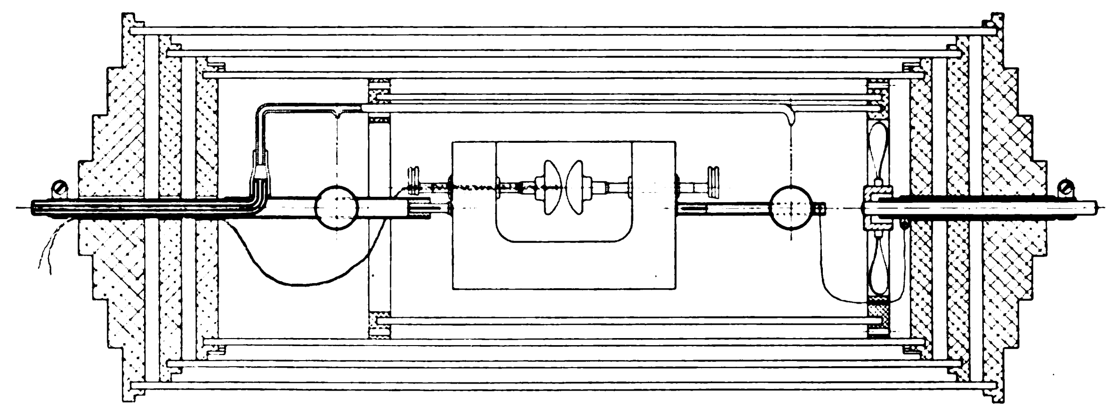


Abb. 1. Kryostat für elektrische Hochspannungsmessungen. Schnittskizze

die Deckelmitten hindurchgingen. Auf der einen Seite wurde zugleich mit der Spannungszuführung ein Vakuummantelrohr aus Glas zum Einleiten des Kühlmittels durch die Deckelmitte hindurchgeführt. Auf der Seite der Kühlmittelzuführung war im allgemeinen die Spannungsquelle geerdet.

Als Kühlmittel diente flüssiger Stickstoff oder stickstoffreiche flüssige Luft, da Überschuß an Sauerstoff mit Rücksicht auf elektrische Entladungen vermieden werden mußte. Die Kühlmittel standen dank der Einrichtung des Kältelaboratoriums der Reichsanstalt in bequemster Weise zur Verfügung. Als Vorratsgefäß für die flüssige Luft diente ein Dewar-Gefäß mit etwa 4 Liter Inhalt, von dem aus das Kühlmittel durch Vakuummantelrohre in den Kühlraum geleitet wurde. Hier spritzte es aus 2 Düsen in den Raum. Die Zufuhr der flüssigen Luft erfolgte in genau regelbarer Weise mittels des von Henning[5]) angegebenen Hebers, bei dem die Flüssigkeit durch ihren eigenen Dampfdruck aus dem Vorratsgefäß herausgedrückt wurde. Unter den Spritzdüsen waren kleine Bälle aus Schaumgummi angebracht, damit ein direktes Bespritzen der Glaswandung mit flüssiger Luft vermieden wurde. Zur Erzielung eines guten Temperaturausgleichs im Innern des Gefäßes war ein ganz aus Isolierstoff hergestellter Propeller vorgesehen. Dieser sorgte für Umlauf der Luft, er saugte sie aus dem Kühlraum an und drückte sie um ein im Innern liegendes viertes Glasrohrstück wieder in den Kühlraum. Das Rohrstück wurde von gelochten Hartpapierringen gehalten.

Der Bedarf an Kühlmittel, mit dem z. B. das in der Abb. 1 ersichtliche Hartgummigefäß mit Öl auf -50^0 abgekühlt werden konnte, betrug etwa 4 Liter flüssigen Stickstoff. Die Endabkühlung war in etwa 4 Stunden erreicht. Die Temperaturmessung erfolgte möglichst nahe an der Versuchsstelle durch ein Thermoelement, das z. B. bei den Durchschlagsversuchen im Innern der geerdeten Kalotte bis dicht an deren Oberfläche geführt war. Die Genauigkeit dieser Temperaturmessung betrug etwa $\pm 1^0$. Die räumliche Gleichmäßigkeit der Temperatur im gesamten Versuchskörper, z. B. im Durchschlagsgefäß wurde, wie Messungen mit Thermoelementen an verschiedenen Stellen im Prüfkörper ergaben, nur bis auf etwa $\pm 2^1/_2{}^0$ getrieben. Diese für die vorliegenden praktischen Zwecke ausreichende räumliche Gleichmäßigkeit der Temperatur war auch ohne das vierte Rohr zu erreichen. Bei Versuchen, wo der ganze Innenraum voll ausgenutzt werden mußte, wurde daher das vierte Rohr fortgelassen. Es wurde dann nur mit dem Rührwerk gearbeitet, dessen Drehrichtung von Zeit zu Zeit umgekehrt wurde.

[5]) F. Henning, Zeitschr. f. Instrkde. **33** (1913), 35.

Der Kryostat war so eingerichtet, daß er bequem auch in senkrechter Stellung benutzt werden konnte. Abb. 2 zeigt eine photographische Aufnahme des Geräts in solcher Lage. Als Versuchskörper befindet sich in der Mitte eine Isolierstoffplatte in Luft mit den elektrischen Abschützungen

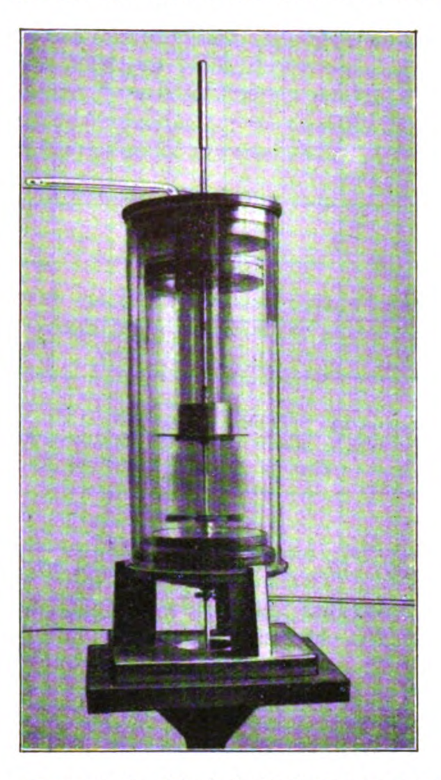


Abb. 2. Kryostat für elektrische Hochspannungsmessungen Ansicht

für Verlustmessungen. Im Innern des Kühlgefäßes unten ist der kleine Propeller zu erkennen, der durch die außen sichtbare Schnurscheibe angetrieben wird. Oben links befindet sich der Zufluß der flüssigen Luft durch das Vakuummantelrohr, desgleichen sind die dünnen Drähte eines Thermoelements oben links auf dem Bilde zu sehen. Die Spannungszuführung erfolgt von unten. Um möglichst hohe Spannungen anwenden zu können, wurden die Platten später unter Öl gemessen. Die eine Lötstelle des Thermoelementes tauchte in diesem Falle in das Öl und reichte bis zum Schutzring der Niederspannungselektrode. Bei senkrechter Lage des Kryostaten wurde die Kühlflüssigkeit von oben her eingeführt und spritzte aus einer Düse in eine Abdampfschale.

Von flüssigen Isolierstoffen wurden ein Transformatoren- und ein Kabelisolieröl untersucht. An dem Transformatorenöl wurde zuerst im Zustand der Anlieferung, sowie es dem Kanister entnommen war, die Durchschlagspannung bei 3 bzw. 2 mm Elektrodenabstand ermittelt. Anschließend wurde

das gleiche Öl nach üblicher Trocknung noch einmal gemessen. Diese Vorbehandlung erfolgte in der Weise, daß das Öl 3 Stunden bei 115° gekocht, 24 Stunden mit Chlorkalzium getrocknet und anschließend durch ein Hartfilter unter Druck

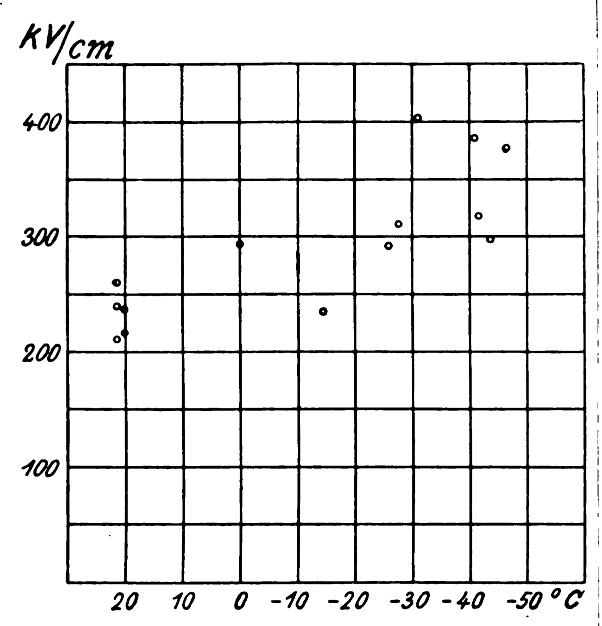


Abb. 3. Durchschlagsfestigkeit von Transformatorenöl bis — 50° bei 50 Hz

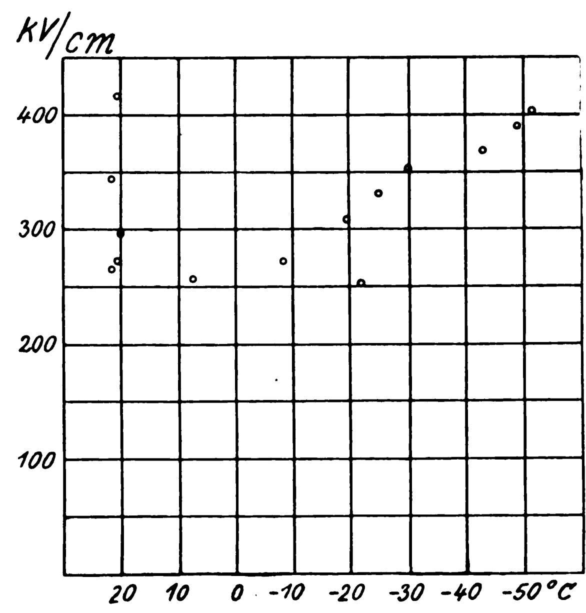


Abb. 4. Durchschlagsfestigkeit von getrocknetem Transformatorenöl bis — 50° bei 50 Hz

von etwa 3 atü in das Prüfgefäß filtriert wurde. Aus den gemessenen Werten für die Durchschlagspannung wurde unter Berücksichtigung der Feldverteilung die Durchschlagsfestigkeit errechnet. Das Ergebnis der Untersuchung zeigen die Abb. 3 u. 4.

Bei Raumtemperatur wird die Durchschlagspannung von dünnflüssigen Ölen im allgemeinen so gemessen, daß an derselben Ölprobe nach vorsichtigem Umrühren mehrere Durchschlagswerte gewonnen werden. Dies Verfahren ließ sich bei tiefen Temperaturen nicht mehr anwenden, da die Zähigkeit des Öles ein Umrühren nach dem Durchschlag nicht gestattete. Infolgedessen sind die Werte bei tiefen Temperaturen Einzelwerte an stets frischen Proben. Es ist ersichtlich, daß die Durchschlagspannung des nicht vorbehandelten Öls mit abnehmender Temperatur steigt. Die zunehmende Zähigkeit scheint also die Brückenbildung zwischen den Elektroden zu erschweren. Bei getrocknetem Öl ist die Zunahme der schon bei Raumtemperatur hohen Durchschlagspannung weniger ausgeprägt.

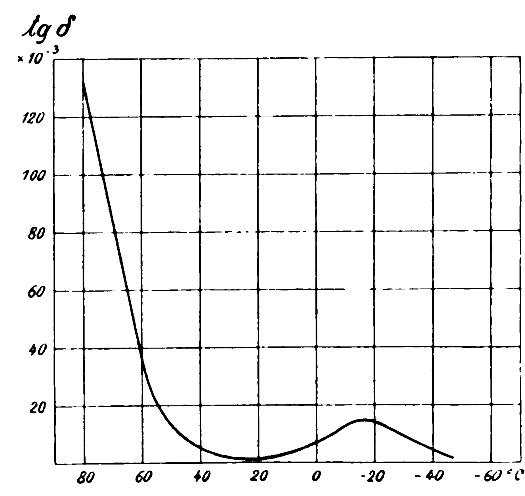


Abb. 5. Dielektrischer Verlustfaktor von Kabelisolieröl bis — 50° bei 50 Hz

An einem Kabelisolieröl wurde der dielektrische Verlustfaktor bei 50 Hz mit der von Schering angegebenen Hochspannungsmeßbrücke bei 20 kV/cm in einem Platten-Schutzringkondensator ermittelt. Außer in dem Kryostaten im Bereich von Raumtemperatur bis zu — 60° wurde dieses Material auch in einem als Kabelphantom bezeichneten Zylinderkondensator bei etwa derselben Beanspruchung zwischen 20° und 80° gemessen. Das Ergebnis ist in der Abb. 5 in Form einer Kurve enthalten. Die gemessenen Werte liegen sämtlich im Kurvenzug. Es ist deutlich, daß das Kabelisolieröl ein flaches Minimum des dielektrischen Verlustfaktors bei 20° zeigt. Diese Erscheinung ist bei Kabeltränkmassen, das sind Kabelisolieröle mit Harzzusätzen, bekannt. Nur liegt hier das Minimum meist bei etwa 30°.

Von festen Isolierstoffen wurde an Porzellan und Hartpapier der dielektrische Verlustfaktor bei 50 Hz gemessen, ferner an einer Quarzplatte. Das

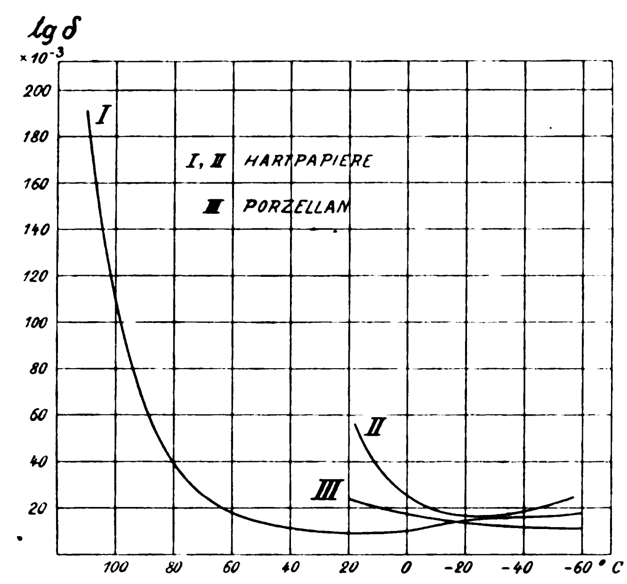


Abb. 6. Dielektrischer Verlustfaktor fester Isolierstoffe bis -60^0 bei 50 Hz

Ergebnis zeigt Abb. 6; die Kurven enthalten auch hier alle Meßpunkte. Die Plattenstärke betrug bei Porzellan 3,8 mm, bei Hartpapier I 6,6 mm, bei Hartpapier II 5,0 mm und bei Quarz 5,2 mm. Der Verlustfaktor von Porzellan, der bei 20 kV gemessen wurde, fällt mit abnehmender Temperatur. An zwei praktisch gleichen Porzellanplatten wurde auch eine Verlustmessung bei der Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs ausgeführt. Die Porzellanplatte befand sich im Innern des Kryostaten in einer Hartgummischale, in die reichlich Kühlmittel gespritzt wurde, so daß schließlich die ganze Porzellanplatte damit bedeckt war. Nachdem die Platte etwa 15 Min. in der flüssigen Luft gelegen hatte, wurde die Messung ausgeführt. Es ergab sich $\operatorname{tg} \delta = 3{,}4 \cdot 10^{-3}$. Von Hartpapier wurden 2 Sorten bei 35 kV untersucht, ein elektrisch besonders hochwertiges Material I und eine handelsübliche Sorte II. Die Versuche, die bei der hochwertigen Platte bis auf 110^0 ausgedehnt wurden, zeigen, daß man Hartpapier herstellen kann, dessen dielektrischer Verlustfaktor in weitem Bereich mit flachem Minimum außerordentlich klein ist. Die Abhängigkeit des Verlustfaktors von der Spannung war gering, so betrug z. B. bei -47^0

$$\operatorname{tg} \delta \text{ bei } 20\,\text{kV} \quad 16{,}5 \cdot 10^{-3}$$
$$\operatorname{tg} \delta \text{ bei } 50\,\text{kV} \quad 16{,}7 \cdot 10^{-3}.$$

An einer nahezu blasenfreien Platte aus geschmolzenem Quarz wurde gleichfalls der dielektrische Verlustfaktor gemessen. Er war sehr klein und ergab sich zu $\operatorname{tg} \delta = 0{,}5 \ 10^{-3}$. Eine Änderung im untersuchten Bereich zwischen $+20^0$ und -50^0 wurde nicht gefunden.

Zusammenfassung

Die mit den entwickelten Kryostaten ausgeführten Hochspannungsmessungen erweisen die Brauchbarkeit des Gerätes für Durchschlags- sowie für Verlustmessungen an Isolierstoffen bei tiefen Temperaturen bis -60^0 und auch noch beim Siedepunkt der flüssigen Luft. Die Untersuchungen von einigen wichtigen Isolierstoffen ergaben, daß eine Gefährdung von Hochspannungsanlagen durch das elektrische Verhalten der Isolierstoffe bei tiefen Temperaturen nicht zu erwarten ist.

(Eingegangen am 3. August 1929)

Die physiologischen und die psychologischen Grundlagen des Fernsehens

Von E. Roessler

Inhalt: Die Bedingungen werden aufgezählt, die bei einem brauchbaren Fernsehen erfüllt werden müssen. Ihr Umfang ist wesentlich geringer, als früher angenommen wurde.

Einleitung

Es ist noch nicht allzulange her, daß man allgemein das Fernsehen, d. h. die elektrische Übertragung beweglicher Bilder für undurchführbar hielt. Zu dieser Auffassung war man auf Grund folgender Überlegung gekommen:

Betrachtet man ein Bild, z. B. eine gute Photographie 9 × 12 cm, so kann man sich leicht überzeugen, daß bei einem Augenabstand von etwa 20 cm noch Einzelheiten von nur 0,05 mm Ausdehnung erkannt werden. Die Größe eines Bildpunktes, d. h. jene kleinste Fläche, innerhalb der Einzelheiten nicht mehr unterschieden werden können, beträgt also etwa 0,0025 qmm. Wollte man ein derartiges Bild oder die darauf dargestellte Wirklichkeit gut wiedergeben, so müßte man über 4 Millionen Bildpunkte übertragen. Zur Wiedergabe beweglicher Bilder sind, wie aus der Kinematographie bekannt ist, etwa 20 Bilder in einer Sekunde notwendig. Also benötigt man zum Fernsehen die Übertragung von 80 Millionen Bildpunkten in einer Sekunde. Steht nur eine Leitung oder ein Sender zur Verfügung, so müssen die Bildpunkte nacheinander übertragen werden. Da die Bildpunkte ungünstigstenfalls abwechselnd verschiedene Helligkeit haben können, entspricht die kürzeste zur Übertragung notwendige Periode jener Zeit, die zur Übermittlung zweier Bildpunkte nötig ist. Demnach ist die höchste Frequenz gleich der halben Bildpunktzahl, die in einer Sekunde wiederzugeben ist, das sind in unserem Beispiel 40 Millionen Hertz. Wollte man die Bildpunkte gleichzeitig übertragen, so müßte die Anzahl der Leitungen oder Wellenlängen der Bildpunktzahl entsprechen, also 4 Millionen be-

tragen. Jedes einzelne dieser Übertragungsmittel hätte ungünstigstenfalls ein Frequenzband von 10 Hertz in die Ferne zu leiten. Welche Übertragungsmethode man auch anwenden mag: Das zu übertragende Frequenzband bleibt immer gleich groß.

Obwohl also an sich das Fernsehen technisch durchführbar ist, ergeben sich doch so phantastische Zahlen, daß an eine praktische Ausnutzung der theoretischen Möglichkeiten nicht gedacht werden kann, selbst wenn man die Ansprüche an die Qualität des Bildes wesentlich niedriger stellt.

Abb. 1 [1]) zeigt ein Bild von 16000 Bildpunkten, würde also zur Übertragung 160000 Hz benötigen.



Abb. 1. Rasterbild bei einem Raster von 0,25 qmm

Abb. 2 [1]) zeigt ein Bild von nur 3000 Bildelementen. Es würde 30000 Hz benötigen, obwohl es bereits sehr grob und undeutlich ist.

Mit Rücksicht auf die vorhandenen Leitungen, Verstärker, Sender und Empfänger darf man aber im Rundfunk, für den das Fernsehen noch am leichtesten Bedeutung bekommen könnte, heute höchstens ein Frequenzband von ± 5000 Hz zulassen.

Anf Grund dieser Betrachtungen kam man zu dem Schluß, daß das Fernsehen, insbesondere ein Fernsehrundfunk praktisch unmöglich ist.

Ohr und Auge

In ganz ähnlicher Weise hätte man aber auch die Unmöglichkeit des Fernsprechens nachweisen können. Denn das menschliche Ohr vermag noch sehr hohe Töne bis über 8000 Hz festzustellen. Man hätte daraus den Schluß ziehen können, daß zur Übertragung von Sprache ein Frequenzband von 8000 Hz notwendig ist. Tatsächlich konnte man aber mit 2500 Hz eine vollkommen ausreichende Verständlichkeit erzielen.

Außerdem liegt es nahe, zu verlangen, daß die aus mehreren Frequenzen zusammengesetzen Stromkurven am Sender und Empfänger übereinstimmen, daß also nicht nur die Amplituden, sondern auch die Phasen der einzelnen Frequenzen richtig übertragen werden. Diese Bedingungen hätte man kaum erfüllen können, keinesfalls hätte man auf Grund dieser Überlegung jene Abweichungen zulassen dürfen, die praktisch zugelassen werden können. Deshalb wurde auch damals von denen,



Abb. 2. Rasterbild bei einem Raster von 1 qmm

die mit der verwickelten Zusammensetzung der Sprache auf Grund von theoretischen Arbeiten vertraut waren, die Möglichkeit des Fernsprechens genau so angezweifelt, wie heute die Möglichkeit des Fernsehens angezweifelt wird.

Die merkwürdige Tatsache, daß das menschliche Ohr nur die Intensität und die Schwingungszahl der einzelnen Töne zu unterscheiden vermag und für die gegenseitige Phasenverschiebung der einzelnen Töne unempfindlich ist, hat das Fernsprechen zumindestens außerordentlich vereinfacht, wenn nicht überhaupt erst möglich gemacht. Es ist zweifellos eine überraschende Erscheinung, daß Klanggebilde, die für das Ohr vollkommen gleich klingen, physikalisch registriert ganz verschiedenen Charakter haben können. Man hat aber die ersten Fernsprechverbindungen nicht mit dem Schleifenoszillograph untersucht — man wäre dadurch sicher von der Unmöglichkeit des Fernsprechens

[1]) Lertes, Fernbildtechnik und das Fernsehen.

überzeugt worden — sondern man hat rein subjektiv festgestellt, daß die Sprache verständlich war.

Nun besteht allerdings zwischen Verständlichkeit und naturgetreuer Wiedergabe ein großer Unterschied. Hat man Gelegenheit, ein Klanggebilde im Orignal mit seiner Übertragung unmittelbar zu vergleichen, so wird man selbst bei den vollkommensten Übertragungseinrichtungen immer noch Unterschiede feststellen können. Je größer aber der räumliche und zeitliche Abstand zwischen den Wahrnehmungen von Original und Wiedergabe ist, desto unsicherer wird der Vergleich. Das gilt ganz allgemein für alle Wahrnehmungen, für Gehör, Gesicht, Geschmack und Gefühl und findet seine Erklärung nicht im Bau der einzelnen Sinnesorgane, sondern in jenen Eigenschaften der menschlichen Psyche, die wir mit dem Worte „Gedächtnis“ zusammenfassen.

Man konnte deshalb mit Sicherheit voraussagen, daß auch bei der Übertragung von Bildern eine naturgetreue Wiedergabe nicht notwendig ist, wenn die Möglichkeit eines unmittelbaren Vergleichs fortfällt, und daß genau wie bei Sprache nur eine gewisse Erkennbarkeit erforderlich ist.

Außer durch die Unvollkommenheit unseres Gedächtnisses, das uns die Fehler einer Übertragung übersehen läßt, wird die Auffassung des Dargebotenen durch die „Phantasie“ erleichtert, die sogar Fehlendes ergänzt. Man unterscheidet beim Fernsprechen deshalb zwischen Silben-, Wort- und Satzverständlichkeit, bei denen die Phantasie in immer größerem Ausmaß tätig wird. Der Silbenverständlichkeit entspricht beim Fernsehen die Darbietung unregelmäßiger, sinnloser Figuren. Hier fällt die Wirksamkeit der Phantasie fort. Aber schon bei Betrachtung regelmäßiger geometrischer Figuren (Wortverständlichkeit) ist man geneigt, das zu sehen, was man sehen will, nicht das, was tatsächlich zu sehen ist. Noch auffallender ist die Wirkung der Phantasie bei der Übertragung von Köpfen, die sich gleichsam aus einer größeren Anzahl bekannter Elemente zusammensetzen, wie der Satz aus Worten besteht (Wortverständlichkeit). Die Betrachtung einer fortlaufenden Spielhandlung entspricht einem zusammenhängenden Ferngespräch. Genau wie ein Ferngespräch geführt werden kann, auch wenn einmal ein ganzer Satz unverständlich bleibt, so ist auch das Erkennen einer sichtbaren Handlung möglich, selbst wenn einzelne Phasen derselben nicht erkannt werden.

Man kann ganz allgemein sagen, daß bei allen Fernübertragungen von Sinneswahrnehmungen die Ausschaltung des vergleichenden Gedächtnisses und die Anregung der ergänzenden Phantasie eine Voraussetzung für guten Empfang bildet. Diese Einstellung der Psyche läßt sich bis zu einem gewissen Grade willkürlich hervorrufen und zwar um so besser, je öfter man diese Einstellung versucht hat. Das Telephonieren will gelernt sein! Mit einer Person, die sich nur selten des Fernsprechers bedient, ist eine telephonische Verständigung bedeutend schwieriger als mit Personen, die darin geübt sind. Man mußte deshalb erwarten, daß auch zum Gebrauch eines Fernsehers eine gewisse Übung und Einstellung notwendig sein wird.

Neben Gedächtnis und Phantasie, die beim Fernhören und Fernsehen ziemlich die gleiche Rolle spielen, muß aber die physiologische Wirkung des Auges selbst untersucht werden. Vor allem muß geprüft werden, ob das Auge nicht genau wie das Ohr gegen verschiedene Eindrücke unempfindlich ist oder ob einzelne Eindrücke unbeschadet der Gesamtwirkung vernachlässigt werden können.

Als erstes kann man hier feststellen, daß das Auge nur für einen gewissen Frequenzbereich von elektromagnetischen Schwingungen empfindlich ist, genau wie das Ohr nur auf einen gewissen Bereich von Luftschwingungen reagiert. Während aber das Ohr die einzelnen Töne ihrer Schwingungszahl nach außerordentlich genau beurteilen und vergleichen kann und selbst ein Tongemisch in die einzelnen Töne aufzulösen vermag, ist das Auge in dieser Beziehung wesentlich unvollkommener. Es ordnet zwar den verschiedenen Farben des Spektrums Empfindungen zu, aber dieselben Empfindungen können durch Mischung zweier Spektralfarben oder durch Pigmentfarben, von denen eine ganze Menge verschiedener Spektralfarben zurückgestrahlt wird, ausgelöst werden. Das Auge kann also unter gewissen Bedingungen zwischen einer einwelligen Farbe und einem Farbengemisch keinen Unterschied machen. Auch verwechselt es verschiedene Farbengemische. Es ist z. B. bekannt, daß die Empfindung „Weiß“ nicht nur durch das Gemisch aller Spektralfarben, wie sie im Sonnenlicht enthalten sind, hervorgerufen werden kann, sondern auch durch ein Gemisch von zwei Komplementärfarben. Die Ursachen dieser überraschenden Eigenschaften sind noch nicht geklärt. Wir brauchen uns aber mit dem Kapitel der Farbenempfindungen nicht länger aufzuhalten. Denn für die Erkennbarkeit der Natur spielen die Farben überhaupt keine große Rolle.

Rein intuitiv ist diese Tatsache vom bildenden Künstler erfaßt worden, der die Natur als Schwarz-Weiß-Bild festzuhalten versteht. Technisch wird in der Photographie und Kinematographie von dieser Vereinfachung ausgiebig Gebrauch gemacht. Ja wir sind mit dieser Möglichkeit so vertraut, daß es uns gar nicht mehr zum Bewußtsein kommt, wie außerordentlich merkwürdig es ist, daß sich die Mannigfaltigkeit der farbigen Umwelt durch ein Bild wiedergeben läßt, in dem nur noch das

Mehr oder Weniger irgendeiner beliebigen Farbmischung empfunden wird. Während das Auge, was die Frequenz der empfundenen Wellen anbelangt, verglichen mit dem Ohr sehr unvollkommen arbeitet, hat es andererseits die Fähigkeit, das räumliche Nebeneinander der Umwelt zu erkennen, daß heißt die Richtung der einfallenden Wellen festzustellen, eine Eigenschaft, die dem Ohr fast vollständig fehlt.

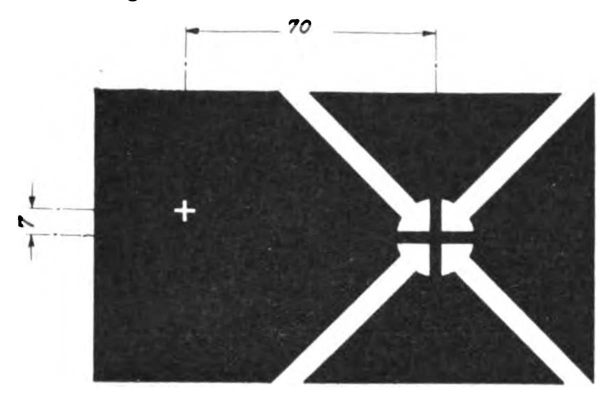


Abb. 3

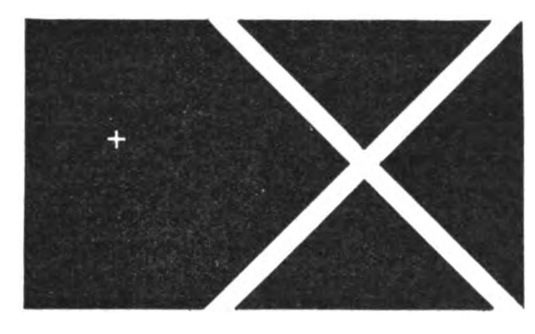


Abb. 4

Abb. 3 u. 4. Vor Betrachtung auf die angegebenen Maße vergrößern. Augenabstand 25—30 cm. Linkes Auge schließen, mit dem rechten Auge das kleine weiße Kreuz fixieren

Form und Größe

Die Fähigkeit des Auges, Form und Größe der Gegenstände zu erkennen, ist durch die geradlinige Ausbreitung des Lichts und den dioptrischen Apparat des Auges ermöglicht, durch den ein Bild der Außenwelt auf der Netzhaut entworfen wird. Die Netzhaut ist mit lichtempfindlichen Zellen bedeckt, von denen eine große Anzahl Nerven zum Okzipitalhirn führen. Das weiß man. Wie aber dort die Empfindung des Netzhautbildes zustande kommt, ist noch völlig ungeklärt. Wir müssen uns deshalb hier auf die Feststellung einiger Tatsachen beschränken, die diese Vorgänge beleuchten.

Zunächst soll an das Vorhandensein des blinden (Mariotteschen) Fleckes erinnert werden. Bekanntlich enthält die Netzhautstelle, an der der nervus opticus eintritt, keine lichtempfindlichen Zellen, ist also blind. Trotzdem kommt uns diese partielle Blindheit normalerweise nicht zum Bewußtsein und man kann nur durch das Fixieren bestimmter Abbildungen feststellen, daß tatsächlich ein Teil der Außenwelt nicht gesehen wird.

Im allgemeinen wird das Fehlende ergänzt und zwar so, daß die Umgebung logisch fortgesetzt wird. Ist die Umgebung schwarz, so erscheint auch die Stelle, die auf den blinden Fleck projiziert wird, schwarz; ist die Umgebung rot, so erscheint diese Stelle rot.

Abb. 3 zeigt ein weißes Kreuz, dessen Mitte durch ein schwarzes Kreuz unterbrochen ist. Betrachtet man diese Abbildung in der angegebenen Weise, so daß die Mitte des Kreuzes auf den blinden Fleck projiziert wird, so verschwindet nicht nur das schwarze Kreuz, sondern das weiße Kreuz wird gleichzeitig ergänzt und man erhält einen Eindruck nach Abb. 4.

Dieselbe Erscheinung kann man beobachten, wenn andere Teile der Netzhaut infolge pathologischer Prozesse erblinden. Auch dann wird dieses „Skotom“ nicht als „Loch in der Welt“ empfunden, sondern von der Umgebung her ausgefüllt.

Dieser Vorgang darf nicht mit den Ergänzungen verwechselt werden, die durch die ständige Bewegung des Augapfels zustande kommen. Da nur der zentrale Teil der Netzhaut über eine größere Sehschärfe verfügt, wird das Erkennen vieler Einzelheiten bekanntlich nur dadurch möglich, daß sie nacheinander gesehen werden. Es bereitet große Mühe, dieses Nacheinander auszuschalten und den Augapfel zur Ruhe zu zwingen. Auch die oben angegebene Feststellung des blinden Fleckes wird durch unwillkürliche Bewegungen des Augapfels sehr erschwert. Noch schwieriger ist es, auf diese Weise festzustellen, wie viele Einzelheiten man ohne Bewegung des Auges, also gleichzeitig erkennen kann. Bei normaler Leseentfernung sieht man nur etwa einen Kreis von 5 mm Durchmesser gleichzeitig scharf, was einem Winkel von $2{,}5^0$ entspricht. Einen ähnlichen Wert erhält man, wenn man den Bau der Netzhaut berücksichtigt. Die Anatomie lehrt, daß die fovea centralis, das ist jener Netzhautteil, in dem die lichtempfindlichen Zellen am dichtesten aneinander liegen, einen Durchmesser von 0,13 bis 0,3 mm hat. Da ihre Entfernung von der Augenlinse mit 20 mm anzusetzen ist, erhält man einen Winkel von 0,75 bis $1{,}8^0$. In der fovea centralis enden etwa 4000 Nerven. Dieser Zahl entspricht auch ungefähr die Anzahl der Bildpunkte, die diese Fläche wahrzunehmen vermag. Der Durchmesser des einzelnen Bildpunktes auf der Netzhaut beträgt also etwa 0,005 mm. Tatsächlich ist das

die Größe der lichtempfindlichen Zelle. (Stäbchen 0,002, Zäpfchen 0,0045 bis 0,0065 mm).

Nach der Peripherie zu nimmt die Sehschärfe schnell ab. Abb. 5 zeigt diese Abhängigkeit in Form einer Kurve. Berücksichtigt man das periphere Sehen, so erhöht sich die Bildpunktzahl des Auges auf etwa 50000. Das ist eine überraschend niedrige Zahl. In der Einleitung war als Bildpunktzahl einer Photographie von der Größe 9 × 12 cm der Wert vier Millionen genannt worden. Von dieser Photographie sehen wir gleichzeitig nur den hundertsten Teil. Erst durch die Augenbewegung und sukzessive Betrachtung der einzelnen Teile erhalten wir den Gesamteindruck.

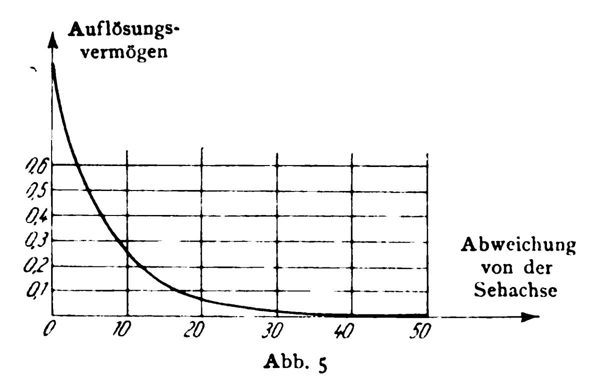


Abb. 5

Diese Überlegung gibt dem Fernsehen eine ganz neue Grundlage. Denn schaltet der Beobachter bei der Betrachtung eines Fernsehbildes von 50000 Bildpunkten seine eigene Augenbewegung aus und wird beim Sender das Bild in seinen einzelnen Teilen nacheinander aufgenommen, so muß ein ziemlich vollständiger Eindruck entstehen. Es ist allerdings notwendig, daß die Aufnahme der einzelnen Bildteile beim Sender in der Reihenfolge vor sich geht, in der sie der Beobachter zu sehen wünscht. Beobachtet nur eine einzige Person, so ließe sich der Sender vom Empfänger aus in geeigneter Weise steuern. Beim Rundfunk ist das allerdings nicht möglich. Es ist aber auch nicht notwendig. Denn sobald das beobachtete Bild eine ausgesprochene fortlaufende Handlung zeigt, konzentriert sich die Aufmerksamkeit der Beobachter immer auf ganz bestimmte Punkte. Man braucht also nur durch einen geübten Operateur beim Sender die wichtigsten und interessantesten Vorgänge in die Mitte des Bildfeldes zu rücken.

Bei der Bildtelegraphie sind derartige Maßnahmen unmöglich. Dort wird verlangt, daß die Übertragung vom Original n i c h t z u u n t e r s c h e i d e n ist. Das läßt sich nur durch die Übertragung einer sehr großen Bildpunktzahl erreichen. Beim Fernsehen kommt es darauf an, den gesendeten Vorgang zu erkennen. Eine vollständige Übereinstimmung mit dem Original wird man nie verlangen. Man ist beim Fernsehen psychologisch ganz anders eingestellt als bei der Bildtelegraphie.

Das macht sich auch bei der Wiedergabe von besonders feinen Einzelheiten bemerkbar. In der Einleitung war festgestellt worden, daß Einzelheiten von 0,05 mm Ausdehnung noch erkennbar sind. Trotzdem begnügt man sich in der Bildtelegraphie mit einem Raster von 0,2 bis 0,3 mm. Naturgemäß wird es Bildstellen geben, wo sich dieses Raster bereits bemerkbar macht und eine unvollständige Übertragung verursacht. Gerade an diesen Stellen bleibt das Auge bei der Betrachtung der Wiedergabe haften und vergleicht immer genau das, was es sieht mit dem was es sehen soll. Beim Fernsehen ist für solche genauen Vergleiche keine Zeit. Der ständige Wechsel des Bildes verhindert die allzugenaue Betrachtung. Während man bei der Bildtelegraphie die schlechte Wiedergabe von Einzelheiten beanstanden muß, auch wenn sie für den Gesamteindruck unwesentlich ist, verlangt man beim Fernsehen nur die Wiedergabe der w i c h t i g e n Einzelheiten.

Dazu kommt noch, daß der Wechsel zwischen Fern- und Nahaufnahme, der beim Fernsehen möglich ist, genau wie bei der Kinematographie die Darstellung der feinsten Einzelheiten ermöglicht. Es ist z. B. zweifellos möglich, die Zeigerstellung einer Taschenuhr aus 10 m Entfernung zu erkennen. Trotzdem wird man eine so kleine Uhr nie aus so großer Entfernung ablesen, sondern, wenn irgend möglich, nähertreten. Die große Sehschärfe, die das Auge in seinem zentralen Teile besitzt, wird normalerweise bei der Betrachtung der Wirklichkeit nicht ausgenutzt, da scharfes Sehen eine gewisse physische und psychische Anstrengung erfordert. Betrachtet man aber eine Photographie, auf der eine kleine Uhr abgebildet ist, so muß man, da man hier nicht nähertreten kann, die äußerste Sehschärfe zu Hilfe nehmen. Diese Notwendigkeit fällt beim Fernsehen fort. Der Wechsel zwischen Fern- und Nahaufnahme entspricht dem natürlichen Beobachtungsbedürfnis des Menschen besser als eine in gleichbleibender Entfernung abrollende Handlung. Auch bei der Betrachtung eines Bildes ändert man unwillkürlich den Augenabstand: Aus der Ferne erfaßt man die Anordnung der einzelnen Gegenstände und füllt das so gewonnene Gerippe bei der Nahbetrachtung mit Einzelheiten aus. Schneidet man aus einem Bilde einen kleinen Teil heraus, so sind die in diesem Teilbild enthaltenen Einzelheiten oft völlig unverständlich. Erst wenn man weiß, wie sie sich in das ganze Bild einordnen, wird klar, was sie darstellen sollen.

Man kann zusammenfassend sagen, daß das Erkennen der Formen nicht so sehr auf die gleichzeitige Wahrnehmung zurückzuführen ist, wie sie durch das auf die Netzhaut projizierte Bild er

möglicht wird, als vielmehr durch verwickelte psychologische Vorgänge. Bei geschickter Ausnutzung dieser Tatsache muß es möglich sein, durch verhältnismäßig primitive Bilder bestimmte Vorstellungen auszulösen.

Außer den Formen der Gegenstände vermag man auch ihre Größe anzugeben, obwohl die Größe des Netzhautbildes je nach der Entfernung des Gegenstandes verschieden ist. Diese Angabe wird einerseits dadurch ermöglicht, daß man den in seiner Größe zu schätzenden Gegenstand mit räumlich benachbarten Gegenständen bekannter Größe vergleicht, anderseits wird die Größe des Netzhautbildes in Beziehung zur Tiefenwirkung gebracht, die uns durch das binokulare Sehen und die Linsenakkommodation vermittelt wird. Das binokulare Sehen kann bei der vorliegenden Betrachtung übergangen werden. Selbst in der Kinematographie hat man auf die Einführung des plastischen Filmes verzichtet, obwohl es dort leichter möglich gewesen wäre, die binokulare Wirkung zu erzeugen. Wichtiger ist es, die Akkommodation zu berücksichtigen. Das geschieht bei der Kinematographie durch die Projektion auf eine entfernte Fläche. Betrachtet man ein Bild, z. B. eine Landschaft, so entsteht ein innerer Konflikt zwischen Wahrnehmung und Erfahrung. Die Erfahrung vermittelt z. B. den Eindruck, daß in dem Bilde Berge dargestellt sind, die bei der wahrgenommenen Größe des Netzhautbildes weit entfernt sein müssen. Die Akkommodation aber belehrt uns, daß das Bild dieser Berge wenige Zentimeter von unserem Auge entfernt ist. Bei der Kinematographie ist das Auge praktisch auf unendlich akkommodiert, wodurch die Illusion bedeutend verstärkt wird. Es empfiehlt sich deshalb auch beim Fernsehen durch Zwischenschalten einer Konvexlinse die Akkommodation auf unendlich zu ermöglichen oder das Bild auf eine hinreichend weite Wand zu projizieren.

Hell und Dunkel

Außer Form und Größe sieht das Auge auch die Farben der Gegenstände. Wir hatten schon festgestellt, daß sich diese Farben überraschend gut durch Hell und Dunkel ersetzen lassen und können uns deshalb hier auf die Wiedergabe von Schwarz-Weiß-Bildern beschränken. Bei der Umwandlung der farbigen Umwelt in das farblose Bild sind beim Fernsehen etwa dieselben Schwierigkeiten zu erwarten wie bei der Photographie. Genau wie dort die lichtempfindliche Platte reagiert hier die Photozelle auf die verschiedenen Lichtfarben wesentlich anders als das menschliche Auge. Aber genau wie bei der Photographie kann man auch hier diese Unrichtigkeit in den meisten Fällen vernachlässigen. Dagegen ist es wichtig zu wissen, wie groß die Genauigkeit sein muß, mit der die einzelnen Grautöne wiedergegeben werden müssen, welche Unterschiede das Auge noch empfindet und wie groß der wahrnehmbare Helligkeitsbereich ist.

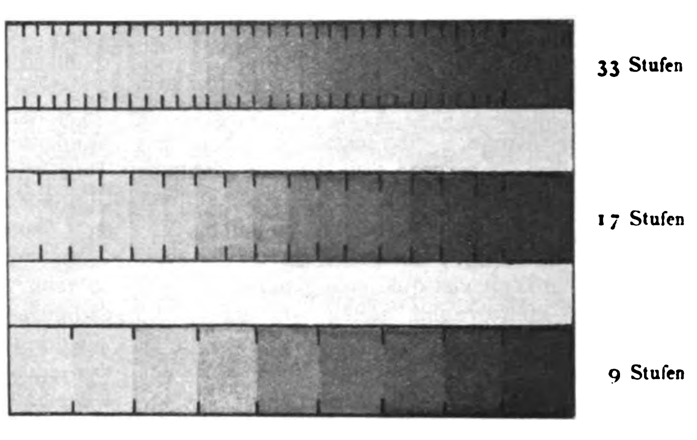


Abb. 6. Grauleiter

Zunächst erscheint dieser Bereich sehr groß. Man sieht im blendenden Sonnenlicht und im schwachen Schein der Sterne. Aber — und das ist die Tatsache, die das Problem lösbar macht — wir können diese verschiedenen Helligkeiten nicht gleichzeitig wahrnehmen. Um das Auge für das schwache Licht der Nacht empfindlich zu machen, ist etwa eine halbe Stunde nötig. Wird es plötzlich hell, so ist man für einige Minuten geblendet. Diese allmählichen Änderungen der Lichtempfindlichkeit sind durch die Kontraktion der Iris und durch Vorgänge in der Netzhaut bedingt. Es ist dem Auge nicht möglich, die Helligkeit absolut anzugeben. Das Auge sieht hauptsächlich Helligkeitsunterschiede. So erscheint z. B. eine Druckschrift immer schwarz auf weiß, obwohl das Schwarz der Buchstaben am Mittag dreimal mehr Licht ausstrahlt als das Weiß des Papieres am frühen Morgen. Zwei Flächen mit annähernd gleicher Helligkeit lassen sich nur dann vergleichen, wenn sie unmittelbar benachbart sind. Aber auch dann ist die Anzahl der Zwischenstufen, die z. B. zwischen Schwarz und Weiß wahrgenommen werden, überraschend gering. Abb. 6 zeigt drei Skalen mit 33, 17 und 9 Stufen.

Sie lassen sich selbstverständlich nach beiden Seiten ins „Tiefschwarze" und „blendend Weiße" erweitern. Aber die Erfahrungen, die man bei der Photographie gemacht hat, zeigen, daß man schon mit dem Bereich zwischen „Papierweiß" und „Papierschwarz" ein gutes Abbild der Wirklichkeit schaffen kann. Deshalb genügen schon etwa 10 verschiedene Zwischenstufen zu einem brauchbaren Halbtonbild. Das ist eine außerordentlich niedrige

Forderung, durch die die Übertragung von Bildern ganz wesentlich erleichtert wird. Nichtlineare Verzerrungen sind wesentlich ungefährlicher als bei der Übertragung von Sprache oder Musik. Ja man kann sogar absichtlich nichtlineare Gebilde in den Übertragungsweg einschalten und dadurch Oberschwingungen der übertragenen Frequenzen erzeugen. Man erreicht dadurch eine Betonung der Konturen. Aus dem gleichen Grunde ist die Übertragung der tiefen Frequenzen nicht unbedingt erforderlich. Bei der Übertragung eines bewegten Bildes können theoretisch alle Frequenzen von Null an entstehen. Es zeigt sich aber, daß es vollkommen ausreicht, wenn das übertragene Frequenzband mit 20 Hertz beginnt. Ja selbst dann, wenn die untere Grenze bei 300 Hertz liegt, lassen sich noch deutlich erkennbare Bilder übertragen. Gerade diese Erscheinung ist sehr interessant, würde aber zu ihrer ausführlichen Besprechung zu viel Raum beanspruchen.

Fernsehrundfunk

Die geschilderten Gesichtspunkte sind erst in letzter Zeit gebührend gewürdigt worden, nachdem durch einzelne Versuche gezeigt worden war, daß der subjektive Eindruck eines Fernsehbildes besser ist, als man erwartet hatte. Die ersten, die auf diese Tatsache hinwiesen, waren Mihaly und Baird. Eingehendere Untersuchungen wurden von Banneitz und Leithäuser in den Laboratorien des Reichspostzentralamtes durchgeführt. Sie ergaben übereinstimmend die Feststellung, daß die Übertragung erkennbarer Bilder leichter ist als man ursprünglich angenommen hatte. Doch muß trotzdem davor gewarnt werden, die Möglichkeiten des Fernsehens zu überschätzen. Bei allen Erleichterungen, die man durch die Vernachlässigung unwesentlicher Bedingungen erzielt, bleibt als wichtigster Punkt doch die Beziehung zwischen Bildpunktzahl und oberer Grenze des Frequenzbandes bestehen. Deshalb wird es zunächst nur möglich sein, Bilder von 1000 bis 3000 Bildpunkten zu übertragen. Wenn diese Bilder auch wesentlich besser erscheinen als man auf Grund der Erfahrungen, die man in der Bildtelegraphie sammeln konnte, erwarten durfte, so liegen sie doch noch weit unter jener Grenze, die praktisch und theoretisch für „gute" Bilder festgelegt werden kann. Es ist aber denkbar, daß im Laufe der Zeit durch die Verwendung kürzerer Wellen und allmähliche Verbesserung der einzelnen technischen Elemente diese Grenze erreicht wird, während man nach den älteren Anschauungen auch dann noch keine brauchbare Übertragung erwarten durfte.

Zusammenfassung

Die neuesten Untersuchungen haben gezeigt, daß infolge verschiedener physiologischer und psychologischer Erscheinungen, deren Bedeutung bisher nicht genügend gewürdigt wurde, das Fernsehen nicht so schwer durchzuführen ist, wie man bisher annahm, ja, daß selbst im Rahmen des Rundfunks ein primitives Fernsehen denkbar ist.

(Eingegangen am 23. Oktober 1929)

Neues zur Gleichwellentelefonie

Von E. Kramar

Inhalt: Die erstmalige praktische Anwendung einer sehr hohen Frequenzvervielfachung mittels Röhren für die Gleichwellentelefonie wird beschrieben.

Bekanntlich ist dem Rundfunk ein Wellenbereich von 200 ÷ 550 m zugewiesen, ein Bereich, in dem sich bei der Bandbreite von 10000 H eines Telephoniesenders nur etwa 150 Sendestellen unterbringen lassen. Wenn nun durch den Weltrundfunkverein die Verteilung dieser Wellen unter die einzelnen Staaten durchgeführt wurde, so konnte natürlich nicht der Bedarf jedes einzelnen Landes gedeckt werden, da die Zahl der verfügbaren Wellen viel zu klein ist. Es war somit nicht möglich, bei der für einfache Geräte verhältnismäßig kleinen Reichweite der Sender im ganzen Lande einen einwandfreien Empfang zu ermöglichen. Das Reichspostzentralamt Berlin stellte daher der Funkindustrie die Aufgabe, Gleichwellenanlagen zu entwickeln, also Mittel zur synchronen Steuerung mehrerer Sender auf gleicher Welle.

Für Gleichwellensender kommen praktisch zwei Systeme in Frage: einerseits unabhängige Sender, die durch ein entsprechendes Mittel, sei es Stimmgabel oder Quarz, auf etwa 15 H konstant gehalten werden andrerseits zwangläufig gesteuerte Sender, welchen die Steuerfrequenz von einer Zentralstelle aus durch Freileitung oder Kabel zugeführt wird. Dem Übertragungsmittel entsprechend muß diese Frequenz wesentlich niedriger gewählt werden als sie der Sendewelle entspricht; sie wird erst an jeder Sendestelle durch entsprechende Einrichtungen erhöht.

Um die Vervielfachung niedrig zu halten, wurde bei einer Versuchsanlage von der Fa. Telefunken als Übertragungsmittel der Steuerfrequenz von 30000 H eine Freileitung zwischen Berlin und Stettin benutzt. Da aber Freileitungen Störungen verschiedenster Art ausgesetzt sind, war es notwendig, mit der Übertragung auf Kabel überzugehen, wobei der Durchlässigkeit der Fernsprechkabel entsprechend eine Höchstfrequenz von 2500 H gewählt werden mußte.

Ein Gleichwellensystem dieser Art wurde von der C. Lorenz A.-G. zwischen Berlin und Eberswalde vorgeführt; die hohe Vervielfachung bis zur 730fachen Harmonischen wird bei diesem System

in drei Stufen durch statische Frequenzwandler mit übersättigtem Eisenkern bewirkt. Die zu übertragende Trägerfrequenz wird in einem kleinen Röhrengenerator mit etwa 1 Watt erzeugt, zu dem Ort des Gleichwellensenders durch Kabel geleitet, die ankommende Leistung von etwa ein millionstel Watt dort auf 100 Watt verstärkt, durch eine Vervielfachungseinrichtung auf die Frequenz der Rundfunkwelle erhöht, wiederum verstärkt und dann dem Hauptsender als Steuerfrequenz zugeführt. rungen in der Vervielfachung auftreten können, die sich in einer Art Pendeln der vervielfachten Frequenz um die durch die konstante Steuerfrequenz gegebene Welle äußern. Bereits kleine Schwankungen der Anoden- sowie Heizspannung drücken der vervielfachten Frequenz Unregelmäßigkeiten auf, die im Überlagerer ein „Trillern“ des Schwebungstones hervorrufen. Zur Beseitigung dieser Spannungsschwankungen mußten den Maschinen sehr große Kondensatoreinheiten parallel-

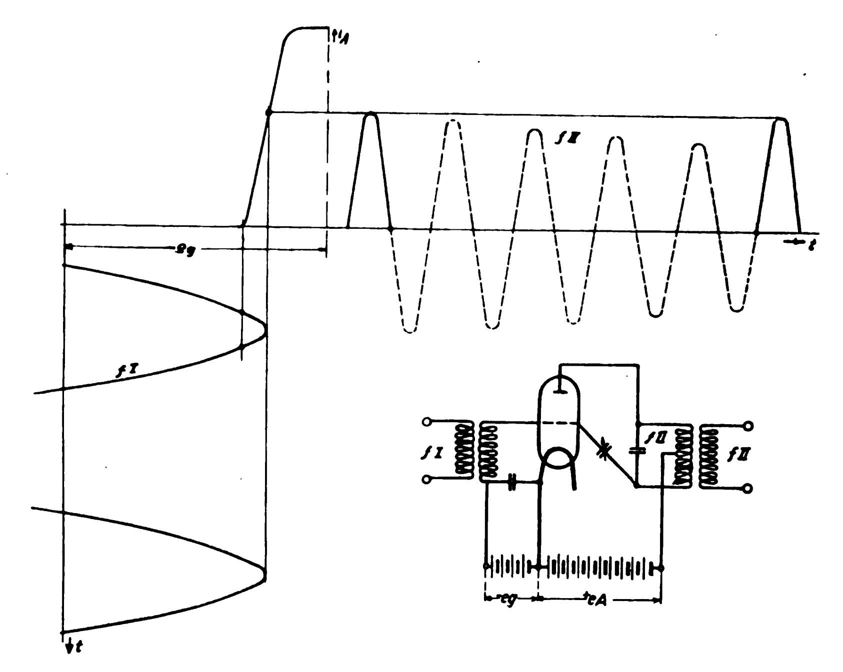


Abb. 1. Prinzip der Frequenzvervielfachung

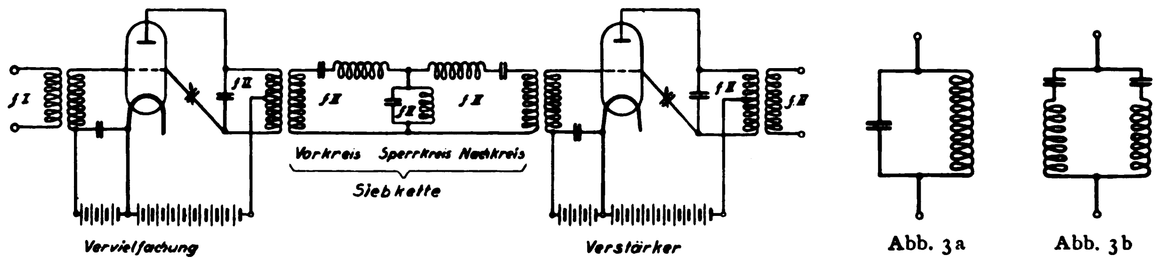


Abb. 2. Aufbau einer Vervielfachungsstufe

Abb. 3a Abb. 3b

Sperrkreis (3a) u. Absorptionskreis (3b)

geschaltet werden, die Heizleistung wird jetzt Akkumulatoren entnommen.

Von dem für alle Sendestellen gemeinsamen Besprechungsraum aus führt eine zweite Leitung zu den Modulationsgeräten der Gleichwellensender.

Eine solche hier kurz geschilderte Gleichwellenanlage wurde von der Deutschen Reichspost im Januar 1929 auf Welle 283 m dem Betriebe übergeben; der Grundfrequenzgenerator befindet sich am Sender Berlin-Ost, die Sender Stettin und Magdeburg werden von da aus gesteuert.

Seit Inbetriebnahme dieser Apparatur sind mannigfache Erfahrungen gewonnen worden. Es zeigte sich, daß durch verschiedene Ursachen Stö-

Treten diese Unregelmäßigkeiten in der Vervielfachung auf, so kann naturgemäß nicht von einem völligen Gleichlauf der Sender gesprochen werden, sondern sie kommen mehr oder weniger selbstgesteuerten Sendern gleich. Wenn sich dies auch in der unmittelbaren Umgebung der Sendestelle kaum bemerkbar macht, so wird doch die Zone des gestörten Empfanges zwischen den einzelnen Sendern verbreitert. Vielleicht ist es darauf zurückzuführen, daß die Messung der Breite dieser

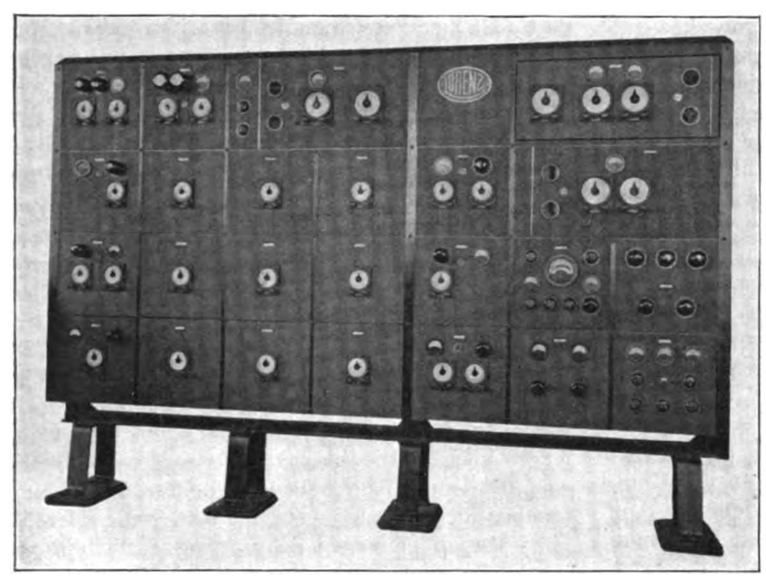


Abb. 4. Vervielfachungsgerät mit Grundfrequenzgenerator

Zone in England, wie Kap. Eckersley berichtet, einmal zwischen zwangläufig gesteuerten Sendern, ein anderes Mal zwischen unabhängigen Sendern, die bis zu 15 H differierten, verhältnismäßig geringe Unterschiede aufwies.

Wenn es auch gelungen ist, durch das Zusammenarbeiten mit dem Reichspostzentralamt die verschiedenen Übelstände zu beseitigen, so wurde doch eine neue Vervielfachungsapparatur entwickelt, die der Spannungsquellen wegen mit geringer Leistung arbeitet. Die Frequenzerhöhung wird bei der neuen Anlage durch Röhren bewirkt; entgegen dem in England benutzten System der Frequenzverdopplung in 10 Stufen wird aber auch hier wie bei der Eisenvervielfachung die für die kürzesten Wellen bis zu 200 m erforderliche Frequenzerhöhung bis auf die 730fache Harmonische nur in drei Stufen durchgeführt, im Höchstfalle also durch dreimalige Verneunfachung der Steuerfrequenz. Es dürfte dies wohl die erste praktische Anwendung einer so hohen Frequenzvervielfachung durch Röhren sein. Trotz der hohen Vervielfachungsziffer genügt in jeder Stufe eine Verstärkerröhre zur Schaffung der nötigen Eingangsleistung für die nächste Stufe. Es werden zur gesamten Frequenzerhöhung bei gleichbleibender Leistung von etwa $^1/_2$ Watt somit nur sechs kleine Verstärkerröhren verwandt. Eine dreistufige Endverstärkung von etwa 2, dann 10 und 70 Watt schafft die Steuerleistung des Hauptsenders von 0,8 kW. Empfindlich auf Spannungsschwankungen sind aber nur die 6 Röhren der eigentlichen Vervielfachung, die bei ihrem geringen Stromverbrauch von etwa 30 mA bei 200 V leicht aus Batterien betrieben werden können. Schwierigkeiten in bezug auf besondere Konstanz dieser Spannungsquellen wurden durch entsprechende Schaltmittel in den Vervielfachungsstufen beseitigt. Die Stromversorgung des Endverstärkers geschieht aus Maschinen.

Bevor wir den gesamten Aufbau der Anlage betrachten, wollen wir kurz das Prinzip der Frequenzerhöhung mit Röhren besprechen. Von der Amplitude der Eingangsspannung der Frequenz f^{I} ist bei der hohen Vervielfachung nur ein kleiner Teil am Gitter der Röhre wirksam, da der Arbeitspunkt durch hohe Gittervorspannung weit ins Negative verschoben wird. Wie aus der Abb. 1 zu entnehmen ist, geschieht dies zu dem Zwecke, um bereits dem Gitter hauptsächlich die Frequenz f^{II} aufzudrücken, auf welche der Anodenkreis der Röhre abgestimmt ist. Eine Fourrierzerlegung der Gitterspannungskurve zeigt, daß die „Stoßbreite“ nicht genau mit der Halbperiode der gewünschten Frequenz übereinstimmen muß, sie zeigt aber auch, daß benachbarte Harmonische der Grundfrequenz in starkem Maße im Stoß enthalten sind. Dementsprechend werden auch im Zwischenkreis der Vervielfachungsröhre außer der Hauptschwingung noch Nebenschwingungen der benachbarten Vielfachen nachweisbar sein. Würde nun diese unreine Schwingung nach einer Verstärkung auf das Gitter

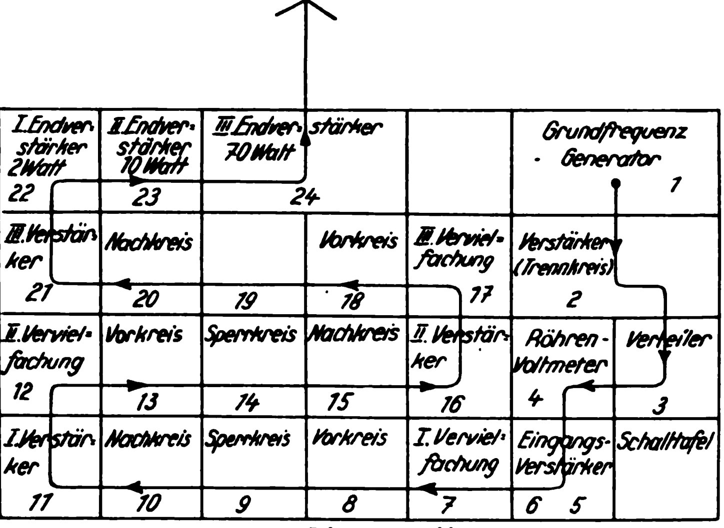


Abb. 5. Schema zu Abb. 4

der nächsten Vervielfachungsröhre einwirken, so würde eine Reihe von Nebenwellen entstehen, die sich bei jeder Frequenzerhöhung vervielfacht. Um dies zu verhüten, müssen jeweils Siebmittel zwischengeschaltet werden, die nur für die gewünschte Frequenz durchlässig sind, wie aus Abb. 2 zu entnehmen ist. Es konnten hier die gleichen Siebketten wie sie bereits bei der Anlage mit Eisenvervielfachung erprobt worden waren, sinngemäß übertragen, verwendet werden. Während bei Fortlassen des Sperrkreises — wie ein Versuch an einer etwa 5 km von der Sendestelle entfernten Abhörstelle zeigte — bei normalem Lautsprecherempfang der Hauptwelle auch Nebenwellen bei Überlagerung im Lautsprecher noch hörbar sind, verschwinden sie nach Einschalten des Sperrkreises bei gleicher Einstellung des Empfangsgerätes selbst für Kopfhörerempfang. Dies bedeutet, daß sich die Amplituden von Neben- und Hauptwelle wie mindestens 1 zu 1000 verhalten, ein Betriebszustand, der modernen Anforderungen an Röhrensender entspricht.

Sollte die gesamte Vervielfachung durch Verdreifachung je Stufe erzeugt werden, so wären für jede der 6 Stufen Siebketten mit ihren entsprechenden Abstimmitteln nötig, eine praktisch kaum zu bedienende Apparatur. Denn wenn auch bei Verneunfachung die Nebenwellen näher an der Hauptwelle liegen, so ist auch bei Verdreifachung in mehreren Stufen eine Siebung erforderlich, da sonst ein ganzes Wellenspektrum vom Sender ausgestrahlt wird. Nötigenfalls kann für höhere Vervielfachung der Sperrkreis (Abb. 3a) als Absorptionskreis, bestehend aus zwei Kurzschlußkreisen für die benachbarten Harmonischen (Abb. 3b) ausgebildet werden.

Neben dem Vorteil der einfacheren Bedienbarkeit einer Apparatur mit wenig Vervielfachungsstufen wird also die Möglichkeit einer praktisch völligen Nebenwellenbefreiung durch leicht bedienbare Siebmittel gegeben.

Abb. 4 zeigt den Aufbau einer Gleichwellenanlage mit Grundfrequenzgenerator. Auf Wunsch des RPZ. wurde die Anlage in Art der bei der Post üblichen Verstärker in Einheiten gebaut, die leicht aus dem Gestell herausgenommen werden können; jedes Kästchen ist außerdem von rückwärts durch eine Tür zugänglich. Wir wollen den Weg verfolgen, den die Schwingung von ihrer Entstehung bis zur Ausstrahlung durch die Antenne nimmt (Abb. 5).

Ein stabil gebauter Röhrensender (1) erzeugt die Grundfrequenz zwischen 1500 und 2500 Hertz. Es sind Abstimmittel vorgesehen, die eine außerordentlich feine Einstellung der Frequenz ermöglichen. Über einen sehr lose angekoppelten Verstärker (2) wird die Steuerfrequenz einem Verteiler (3) zugeführt, der die verschiedenen außerhalb liegenden Sender über Röhren durch Ringübertrager speist. Die bis jetzt genannten Einheiten sind für jedes Gleichwellensystem nur einmal vorhanden, die folgenden an jeder Sendestelle erforderlich. Die ankommende Schwingung, meßbar durch ein Röhrenvoltmeter für $^1/_{10}$—$^1/_{100}$ V (4) wird einem zweistufigen Grundfrequenzverstärker (5, 6) zugeführt, der elastisch arbeitet, so daß er Schwankungen der Eingangsspannung von etwa $\pm 25\%$ selbsttätig ausgleicht. Mit etwa 100 V Spannung gelangt nun die Steuerfrequenz in die erste Vervielfachungsstufe (7—11). Wir erinnern an den Aufbau: Vervielfachung (7), Vorkreis, ungereinigte Frequenz (8), Sperrkreis (9), Nachkreis, gereinigte Frequenz (10), Verstärker (11). Die genannten Einheiten sind für eine Welle zwischen 13 und 22 km bemessen. In der nächsten Stufe (12—16) die gleichen Kreise für eine Welle zwischen 1800 und 2800 m, dann nochmals in der letzten Stufe (17—21) für eine Welle zwischen 200 und 550 m. Für die gleichen Senderwellen die dreimalige Verstärkung auf 2 Watt (22), 10 Watt (23) und 70 Watt (24), von welch letzterer Stufe der Hauptsender von 0,8 kW gespeist wird.

Die geschilderte Apparatur läuft seit Anfang September dieses Jahres am Sender Berlin-Ost im Probebetrieb und steuert gleichzeitig die Eisenvervielfachungsapparaturen in Stettin und Magdeburg.

(Eingegangen am 3. Oktober 1929)

2. Abteilung: Schwingungen

Über Kurzwellenempfang in beweglichen Stationen

(146. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V. Berlin-Adlershof)

Von K. Krüger[1])

Inhalt: I. Einleitung. — II. Lokale Störungen mechanischer Natur. — III. Lokale Störungen elektromagnetischer Natur.

[1]) Nach gemeinsamen Untersuchungen mit P. v. Handel und H. Plendl.

I. Einleitung

Die auf dem Kurzwellengebiet gewonnenen Erfahrungen der letzten Jahre haben gezeigt, daß die Wahl eines geeigneten Empfangsortes von sehr großer Bedeutung ist. Die Schaffung einer guten Antennenanlage genügt hier nicht allein, es muß vielmehr darüber hinaus dafür gesorgt werden, daß die Empfangsstelle sehr weitgehend freigehalten wird von Störungen lokaler Natur: eine in der Nähe vorbeifahrende Straßenbahn, oder auch nur eine schlecht installierte Lichtleitung

kann den gesamten Kurzwellen-Empfangsbetrieb lahmlegen.

Bei ortsfesten Stationen ist es nun verhältnismäßig leicht, durch räumliche Trennung solcher Störquellen diese Einflüsse zu vermeiden. Anders ist dies dagegen bei beweglichen Stationen, insbesondere solchen, die in Verkehrsmittel eingebaut sind und während der Bewegung des Fahrzeuges betrieben werden sollen. Hier sind die Platzverhältnisse nur selten so günstig, daß eine räumliche Trennung der lokalen elektrischen Störer von der Empfangsanlage soweit möglich ist, um einen schädigenden Einfluß sicher zu vermeiden. Hinzu kommen die bei fast allen Fahrzeugen auftretenden Störungen mechanischer Natur, in erster Linie Vibrationen und Stöße, so daß in vielen Fällen ein Kurzwellenempfang mit seitherigen Mitteln zur glatten Unmöglichkeit wird. Hier eine Besserung zu schaffen, ist Zweck der vorliegenden Untersuchungen.

II. Lokale Störungen mechanischer Natur.

Die soeben erwähnten lokalen Störungen mechanischer Natur werden vor allem hervorgerufen durch die zum Antrieb des Fahrzeuges dienenden Maschinen. Sie treten als mehr oder minder regelmäßige Erschütterungen in Erscheinung, welche mechanisch auf den Empfänger übertragen werden, selbst bei sorgfältigster Aufhängung der Geräte in Gummischnüren. Ihre Einwirkung auf den Empfang äußert sich in verschiedener Weise. Einmal wird der von einem ungedämpften Sender herrührende Überlagerungston zerstört. Während bei Abwesenheit von Erschütterungen, also etwa bei Stillstand des Fahrzeuges, die Zeichen eines frequenzkonstanten Senders als reine Töne erscheinen, welche sich gut vom atmosphärischen Störspiegel unterscheiden, wird der Überlagerungston bei laufenden Maschinen krächzend und unrein, so daß die Zeichen nur mit Schwierigkeiten oder gar nicht mehr aufzunehmen sind: Sodann treten krachende Geräusche auf, welche auf geringfügige Kontaktänderungen Hochfrequenz führender Leiter im Empfänger oder in der Nähe desselben zurückzuführen sind. Ferner rufen langsame Schwankungen des Gerätes in seiner Aufhängung ein ebensolches Schwanken der Überlagerungstonhöhe hervor. Schließlich können auch durch die Luft übertragene Erschütterungen den Empfang beeinflussen. Bei einer Reihe von Empfängern konnten im angeschlossenen Kopfhörer deutlich Worte verstanden werden, die man gegen das Metallgehäuse sprach. Den gleichen Einfluß zeigten im Empfängerraum auftretende Motorengeräusche — auch diese konnten unter Umständen den Empfang störend beeinflussen.

Eine genauere Untersuchung dieser Erscheinungen ergab, daß solchen Störungen gegenüber vor allem diejenigen Leiterteile des Empfängers empfindlich sind, welche zum Überlagerer gehören, also selbständige Hochfrequenz führen. Daraus war zu schließen, daß durch die Erschütterungen in erster Linie die Frequenz der Überlagerungsschwingung schädigend beeinflußt wird. In der Tat waren die Störungen durch mechanische Einflüsse auch sofort größtenteils verschwunden, wenn man auf Tonempfang eines modulierten Senders ohne Überlagerungsschwingung überging. Hier mußte man nur vermeiden, mit der Rückkopplung sich dem dämpfungslosen Zustand allzudicht zu nähern, um ein Selbstschwingen unter allen Umständen auszuschließen.

Soll nun ein ungedämpfter Sender tonrein empfangen werden, so ist für unbedingte Konstanz der Überlagererwelle zu sorgen. Ferner muß darauf geachtet werden, daß die Empfangsantenne nicht die Überlagererwelle ausstrahlt, da sonst in der Nähe befindliche Leiter mit veränderlichen Widerständen störend rückwirken. Beide Bedingungen sind zu erfüllen durch Verwendung eines Fremdüberlagerers mit Quarzsteuerung. Der Fremdüberlagerer ist leicht so zu schalten, daß nur wenig Hochfrequenz in die Antenne kommt. Die Quarzsteuerung andererseits sorgt für konstante Frequenz der Überlagererwelle.

Eine Anzahl von Versuchen in dieser Richtung ergab gute Resultate. Der Einfluß beweglicher Leiter in der Nähe der Empfangsantenne war nahezu völlig verschwunden. Auf der anderen Seite übten selbst die stärksten Erschütterungen des Empfängers durch Stöße, Vibrationen und Schwankungen keinen nennenswerten Einfluß mehr auf den Überlagerungston aus.

Ein nach diesen Gesichtspunkten gebauter Empfänger würde freilich eine Reihe von Nachteilen aufzuweisen haben. Einmal würde man für jeden zu empfangenden Sender einen besonderen Quarzkristall brauchen, zweitens wäre der Überlagerungston nicht beliebig einstellbar, und schließlich entständen durch die Temperaturabhängigkeit der Quarzfrequenz Schwierigkeiten, die mit einfachen Mitteln nicht zu umgehen sind. Auf jeden Fall würde bei Verwendung tonüberlagernder Quarze in Sender und Empfänger der betriebsmäßige Empfang sehr weitgehend erschwert werden.

Diese Schwierigkeiten sind dadurch zu beheben, daß man mit dem quarzgesteuerten Überlagerer nicht eine Tonfrequenz, sondern eine Zwischenfrequenz erzeugt. Diese Zwischenfrequenz muß so niedrig liegen, daß eine schädigende Beeinflussung der Überlagererschwingung nicht mehr eintritt. Erfahrungsgemäß liegt die obere Grenze der Erschütterungsempfindlichkeit bei etwa 10^6 Hertz, genauer gesagt zwischen 200 und 250 m Wellenlänge. Wählt man also eine außerhalb dieses Grenzwertes liegende Zwischenwelle und sorgt

für einigermaßen festen mechanischen Aufbau, so verschwinden auch hier die Einflüsse der Erschütterungen.

Der Vorteil dieser Anordnung liegt darin, daß man leicht in der Lage ist, die Zwischenfrequenz innerhalb eines gewissen Frequenzbereichs variabel zu machen und so mit einem bestimmten Quarz im Überlagerer, unter Beibehaltung der Vorteile der Quarzsteuerung, ein gewisses Kurzwellenband zu überdecken.

Das Prinzipschaltbild einer solchen Anordnung ist in Abb. 1 dargestellt. Die vom quarzgesteuerten

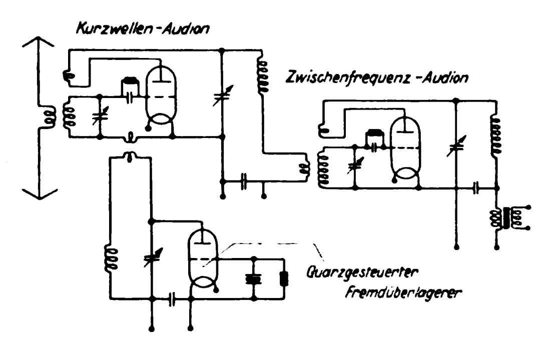


Abb. 1. Quarzgesteuerter Kurzwellen-Empfänger mit Zwischenfrequenz

Fremdüberlagerer herrührende Schwingung erzeugt zusammen mit der vom fernen Sender kommenden Welle eine Zwischenfrequenz, welche dem rechts befindlichen Langwellenaudion zugeführt und hier durch Selbstüberlagerung hörbar gemacht wird. Hier im Zwischenfrequenzaudion ist auch die Möglichkeit gegeben, den Empfangston in seiner Höhe beliebig einzustellen, was für eine gute Zeichenaufnahme von nicht zu unterschätzender Wichtigkeit ist.

Um ein möglichst großes Frequenzband auf kurzen Wellen mit möglichst wenig Überlagererkristallen kontinuierlich bestreichen zu können, wird man zweckmäßig die Kristallwellen so wählen, daß jeweils die beiden möglichen Überlagerungsbereiche ($f_1 + f_2$ und $f_1 - f_2$) benutzt werden. Für diese liegen die Senderfrequenzen symmetrisch zu beiden Seiten der Frequenz des Überlagererkristalles. Hat man beispielsweise einen Kurzwellen-

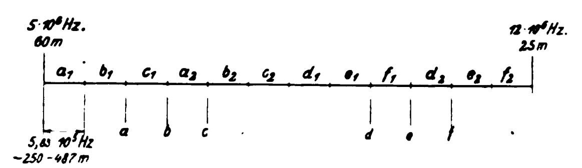


Abb. 2. Anordnung der Überlagererkristalle im Zwischenfrequenzempfänger

bereich von 25 bis 60 m zu überdecken, so kann man dies mit 6 Überlagererquarzen erreichen, die nach Abb. 2 angeordnet sein müssen.

Hier befinden sich die Quarzkristalle bei Frequenzen, wie sie durch die Punkte *a b c* und *d e f* gekennzeichnet sind. Der Wirkungsbereich von Kristall *a* liegt dann bei a_1 und a_2, der von *b* bei b_1 und b_2 und so fort. Das Frequenzband von 25 bis 60 m hat eine Ausdehnung von $7 \cdot 10^6$ Hertz. Da jeder Kristall zwei Wirkungsbereiche hat, muß das Frequenzband in 12 Teile geteilt werden. Mithin ergibt sich für die Zwischenfrequenz ein Band von 250 bis 487 m, das sich mit einem Drehkondensator leicht umfassen läßt.

Das Ergebnis von zahlreichen Versuchen, die mit einer solchen Anordnung (nach Abb. 1) ausgeführt wurden, entsprach ganz den Voraussetzungen. Es konnte selbst bei heftigsten mechanischen und akustischen Erschütterungen ein völlig reiner frequenzkonstanter Empfangston erzielt werden. Die Tonhöhe war am Zwischenfrequenzaudion beliebig einstellbar und die Lautstärke war ohne Verwendung von Zwischenfrequenz-Verstärkerstufen zumindest gleichwertig dem normalen Empfang mit einfachem Schwingaudion.

III. Lokale Störungen elektromagnetischer Natur

Außer den eben besprochenen Störungen mechanischer Natur treten bei beweglichen Stationen in den meisten Fällen auch elektrische Einflüsse auf, welche schädigend auf den Kurzwellenempfang wirken. Dies gilt insbesondere für solche Verkehrsmittel, deren Antrieb durch Explosionsmotoren erfolgt, also für Kraftwagen, Motorboote und Luftfahrzeuge. Hier bildet die elektrische Zündanlage der Motoren eine gefährliche Störungsquelle. Auf die Entstehungsursache und die Natur dieser Störungen näher einzugehen, würde an dieser Stelle zu weit führen. Es mag der Hinweis genügen, daß sich bei einem in der Nähe solcher Explosionsmotoren aufgestellten Empfänger diese Einflüsse als gleichmäßig prasselnde Geräusche im Kopfhörer bemerkbar machen. Beim Durchdrehen des Kurzwellenempfängers über sein Frequenzbereich zeigt sich, daß dieses Prasseln überall zu hören ist, wenn es auch an einigen Stellen stärker hervortritt als an anderen. Man kann also für ein kleines Frequenzbereich in erster Näherung von einem nahezu kontinuierlichen Störspektrum mit gleichbleibender Amplitude sprechen. Ferner läßt sich unschwer feststellen, daß die Art des Motors sowie sein Einbau eine Rolle spielt, daß außerdem die Lage des Empfängers relativ zum Motor sowie die Art und Verlegung der Zündkabel von Bedeutung ist.

Besonders stark erscheinen diese Störungen in Holzflugzeugen mit offen liegendem luftgekühlten Motor. Hier können sie einen so hohen Grad erreichen, daß jeder Empfang einfach illusorisch wird. In anderen Fällen können sie so schwach

sein, daß man Mühe hat, sie überhaupt herauszuhören — dies gilt z. B. für Metallflugzeuge mit gut eingebauten, unter einer Blechverkleidung liegenden wassergekühlten Motoren.

Man ist nun in neuerer Zeit an einigen Stellen, namentlich in England und Nordamerika, dazu übergegangen, die gesamte Zündanlage der Flugzeugmotoren abzuschirmen, um die Einwirkung der von ihr ausgehenden hochfrequenten Wechselfelder auf den Empfang zu unterbinden. Dabei stellte sich heraus, daß es nicht genügt, nur die Zündapparate und Kabel metallisch zu kapseln, es müssen vielmehr auch die Zündkerzen mit einer Abschirmung versehen werden. Gewisse Schwierigkeiten entstehen hierbei dadurch, daß die Kapselung der Zündapparate und Kabel den Zündvorgang selbst störend beeinflussen, daß ferner die Abschirmung der Kerzen zu einer unzulässigen Erwärmung führen kann. Die Versuche hierüber sind weiter im Gange, auch in Deutschland ist man auf diesem Gebiete tätig. Immerhin kann man zur Zeit noch nicht mit einer einwandfreien unter allen Umständen wirksamen Abschirmung rechnen.

Zu diesen elektromagnetischen Störungen durch die Zündanlage des Explosionsmotors treten ferner solche durch in der Nähe befindliche elektrische Generatoren und Apparate, welche teils zur Funkanlage selbst gehören, teils zur allgemeinen elektrischen Ausrüstung des betreffenden Fahrzeuges. So machen sich z. B. in Luftfahrzeugen die durch Propeller angetriebenen kleinen Generatoren für Sender, Kreiselneigungsmesser und Bordbatterie häufig störend bemerkbar. Auch hier ist die Frage der Störbeseitigung noch nicht restlos gelöst. Zwar hilft in vielen Fällen der Einbau von Sperrketten, doch kann die geringste Unregelmäßigkeit in der Anlage sich wieder störend bemerkbar machen.

Auf alle Fälle schien es erwünscht, den Kurzwellenempfänger selbst solchen Störungen gegenüber unempfindlicher zu machen.

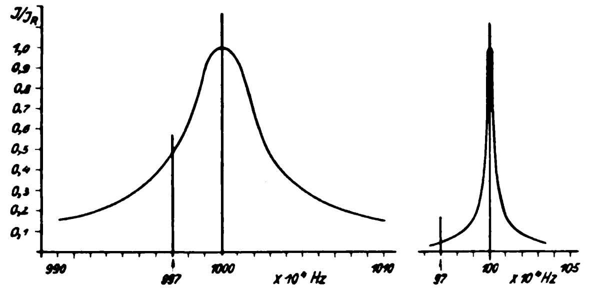


Abb. 3. Resonanzkurven eines Empfängers für $D = 0{,}01$ und 30 m bzw. 300 m Wellenlänge

Eine Lösung dieser Aufgabe ist auf einem Wege möglich, der in Abb. 3 angedeutet ist. Hier ist links die absichtlich weit auseinandergezogene Resonanzkurve eines Kurzwellenempfängers gezeichnet für ein Dekrement von = 0,01 und eine Resonanzfrequenz von 10^7 Hertz entsprechend 30 m Wellenlänge. Diese Kurve gibt die relative Empfangsstromstärke für den Fall, daß die Empfänger-Einstellung unverändert bleibt, während ein Sender mit gleichbleibender Amplitude das entsprechende Frequenzbereich durchläuft. Die gleiche Kurve erhält man aber auch dann, wenn alle Senderfrequenzen gleichzeitig nebeneinander vorhanden sind, also in dem oben erörterten Fall des kontinuierlichen Störspektrums mit konstanter Amplitude. Für diesen Fall stellt das Bild die Begrenzungskurve dar, d. h. die neben der Resonanzfrequenz liegenden Störfrequenzen werden nach Maßgabe der Kurve durchgelassen. Z. B. wird in dem hier betrachteten Falle eine Störfrequenz, welche bei $0{,}997 \cdot 10^7$ Hertz liegt (im Bilde durch einen senkrechten Strich markiert) mit etwa der halben Amplitude durchkommen, wie die Resonanzfrequenz — gleiche Einfallsamplituden vorausgesetzt.

Anders liegen nun die Verhältnisse, wenn man hinter den Kurzwellenkreis einen Zwischenfrequenz-Empfänger schaltet. Hier ist die Durchlaßbreite, ausgedrückt in Hertz, gegenüber der des Kurzwellenkreises vermindert im Verhältnis der Frequenzen. Die rechte Hälfte von Abb. 3 zeigt die Resonanzkurve eines Kreises der Schwingungszahl 10^6 Hertz entsprechend 300 m Wellenlänge für das gleiche Dekrement 0,01 im gleichen Frequenzmaßstab wie in der linken Seite des Bildes. Man kann sich diese Zwischenfrequenz etwa entstanden denken durch Überlagerung der kurzen Welle mit einer Schwingung von $0{,}9 \cdot 10^7$ Hertz. Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Durchlaßbreite hier in der Tat sehr viel geringer ist als in der linken Kurve. Betrachtet man z. B. wiederum die Störfrequenz $0{,}997 \cdot 10^7$ Hertz, so entspricht ihr nach der Überlagerung eine Schwingung von $0{,}97 \cdot 10^6$ Hertz (durch senkrechten Strich in der rechten Hälfte des Bildes markiert). Hier ist nun die Störamplitude auf den zwangzigsten Teil der Maximalamplitude gesunken, während sie vorher im Kurzwellenkreis etwa die Hälfte betrug.

Daß diese Störbefreiung bei Verwendung von Zwischenfrequenz tatsächlich vorhanden ist, wurde durch eine größere Zahl von Versuchen in der Nähe von Explosionsmotoren nachgewiesen. Wählt man das Verhältnis der Schwingungszahlen von kurzer Welle und Zwischenfrequenz nur einigermaßen günstig, so wird in vielen Fällen eine ausreichende Beseitigung der elektromagnetischen Störungen lokaler Natur möglich sein.

Man kann es als glückliches Zusammentreffen ansehen, daß die für Quarzsteuerung des Empfängers notwendige Zwischenfrequenz gleichzeitig für Unterbindung örtlicher elektrischer Einflüsse sorgt. Es ist zu erwarten, daß sich der praktischen Anwendung dieser Kombination im Kurzwellenverkehr überall

dort Wege eröffnen werden, wo lokale Störungen nicht zu vermeiden sind.

Zusammenfassung

Bei Versuchen mit Empfängern, welche zur Stabilisierung der Frequenz eine Quarzsteuerung erhielten, wurde die letztere so gewählt, daß sie zusammen mit der vom fernen Sender kommenden Schwingung eine Tonfrequenz bildete. Weiterhin wurde mit einem quarzgesteuerten Fremdüberlagerer gearbeitet, der eine im Langwellenbereich liegende Zwischenfrequenz ergab. Diese Anordnung bringt den Vorteil, daß man zur Überdeckung eines größeren Kurzwellenbereiches nur wenige Quarzkristalle braucht, und daß die Einflüsse elektromagnetischer Störungen lokaler Natur durch Erhöhung der Selektivität bedeutend herabgesetzt werden.

Praktische Versuche mit einem solchen Gerät hatten gute Ergebnisse, selbst bei Gegenwart starker Erschütterungen erhielt man einen sauberen, frequenzkonstanten Zeichenton.

(Eingegangen am 3. Oktober 1929)

Anwendung der Silbenverständlichkeitsmessungen in der drahtlosen Telephonie

Von F. Eisner[1])

148. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof (Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik)

Inhalt:

1) Nach gemeinsamen Versuchen mit Herrn G. Kurlbaum.

I. Methoden zur Prüfung von Empfängern

Drahtlose Empfänger sind fast stets in ihrer Wirkungsweise, meist auch im konstruktiven Aufbau so komplizierte Apparate, daß einheitliche Methoden zu ihrer Bewertung noch nicht entwickelt worden sind. Daher sind zu diesem Zweck erst in letzter Zeit quantitative Methoden angewendet worden. Meist wird ein Empfänger so geprüft, daß man die Selektivität und die Empfindlichkeit feststellt und für die Beurteilung der Güte der Wiedergabe bei Telephonie tonmodulierten Empfang in der Weise ausführt, daß bei konstantem Modulationsgrad die niederfrequente Ausgangsspannung bei verschiedenen Modulationsfrequenzen gemessen wird. Durch Versuche ist festgestellt worden, daß für verständliche Sprachübertragung ein Frequenzband von 200 bis 2000 Hertz notwendig ist; verlangt man Übertragung von Musik, so muß der Frequenzbereich von 50 bis 10000 Hertz ausgedehnt werden (1).

Einen unmittelbaren Anhalt für die Brauchbarkeit eines Empfängers zur Sprachübertragung geben Verständlichkeitsmessungen (2) (3) (4), die bisher in ausgedehntem Maße zur Prüfung der Apparate der Drahttelephonie verwendet wurden. Im folgenden soll über die Anwendung dieser Methode auf drahtlose Empfänger berichtet werden. Dabei soll zuerst die Methode mit ihren Vor- und Nachteilen behandelt werden, später über die Ergebnisse gesprochen werden.

II. Anwendungsmöglichkeiten und Grenzen der Methode der Silbenverständlichkeitsmessungen

Die Methode der Silbenverständlichkeitsmessungen ist außerordentlich einfach. Ein Sender wird mit einsilbigen Kunstworten besprochen, die sprachlich keinen Sinn geben, jedoch so gewählt sind, daß sie lautlich den Silben der deutschen Sprache entsprechen (3); im allgemeinen werden 100 Silben übertragen; am Empfänger wird abgehört und die Zahl der richtig verstandenen Silben ist die Silbenverständlichkeit in Prozent. Meist werden die abgehörten Silben aufgeschrieben. Bekesy (5) behauptet, daß man einwandfreie Ergebnisse erhält, wenn man auch am Empfänger die gleiche Liste der Silben hat, von denen nur die jeweils zu empfangende durch ein verschiebbares Fenster sichtbar ist. Der Beobachter entscheidet dann, ob sie richtig gehört worden ist oder nicht. Bei den manchmal recht kleinen Silbenverständlichkeiten, die bei unseren Versuchen erhalten wurden, schien es uns jedoch sicherer, die umständliche Methode des Aufschreibens anzuwenden. Einen der benutzten Texte zeigt Silbentafel 1, Silbentafel 2 zeigt denselben



Text, wie er im Flugzeug, Silbentafel 3 wie er in einer Bodenstation empfangen wurde.

Silbentext Nr. 71

lei	se	fik	fe	ser
gra	zein	sut	ket	bi
wät	genk	nürn	ker	spe
lont	leit	wef	nö	nan
gren	ken	rer	lu	gich
pfler	lil	ren	ti	reim
feur	gur	deus	fau	deft
dilk	fis	weir	nir	gek
ot	wän	meun	se	su
deckt	mi	bas	un	bes
seis	sten	res	bin	nan
nans	schem	dek	dek	sir
nen	dün	fet	neil	za
ech	relpst	din	sann	zwam
tech	ner	scher	sir	ze
lörch	ellt	sir	gri	ker
wis	he	dim	fa	he
ür	ren	strinks	tan	büs
fes	lech	dert	nin	gor
enk	me	lor	tim	nart

Silbentafel 1

Silbentext Nr. 71, aufgenommen im Flugzeug

Datum: 1. III. 29.
Sprecher: St.
Sender: des Reichspostzentralamtes.
Sendeort: Döberitz.
Bemerkungen: Empfangsfeldstärke 146 μV/m.
Wellenlänge: 650 m.
Beobachter: II.
Empfänger: (2).
Empfangsort: D 212.
Telephon: EH 555.
* bedeutet: richtig verstanden.

lei*	se*	klik	fe*	rer
gra*	bein	lut	ket*	di
nat	genk*	nürn*	ker*	tek
lond*	leit*	wes	nö*	nam
gren*	ken*	frer	luch	gich*
schler	nil	gren	ti*	reim*
feur*	gur*	deu	fau*	gecht
ilk	fi	weir*	nier*	gek*
ot*	dam	weun	nee	lu
dek	mi*	bat	on	det
wei	den	gren	in	dam
bam	schem*	dek*	dek*	nir
den	güm	fet*	deil	tach
dech	relt	gim	dam	bam
tech*	der	scher*	dir	dek
glärch	elk	dir	gri*	kehr*
di	dech	dim*	ta	he*
hür	brem	trink	dam	dü
se	lech*	derk	din	gor*
ink	nech	lor*	tim*	lar

Ausgewertet: H. Falsch: 62. Richtig: 38. Silbenverständlichkeit 38%.

Silbentafel 2

Während alle objektiven Untersuchungsmethoden nur etwas über den Empfänger allein aussagen können, gestattet die Methode der Silbenverständlichkeit quantitative Versuche mit dem Empfänger einschließlich Beobachter anzustellen so daß also die physiologischen Eigenschaften des Ohres mit erfaßt werden. Da bei dieser Methode

Silbentext Nr. 71, aufgenommen am Boden

Datum: 1. III. 29.
Sprecher: St.
Sender: des Reichspostzentralamtes.
Sendeort: Döberitz.
Bemerkungen: Klartext sehr gut verständlich. Empfangsfeldstärke 146 μV/m.
Wellenlänge: 650 m.
Beobachter: I.
Empfänger: (2).
Empfangsort: Adlershof.
Telephon: EH 555.
* bedeutet: richtig verstanden.

lei*	se*	zik	fe*	ser*
gra*	zein*	sut*	ket*	bi*
sät	denk	nürn*	ker*	spe*
lont*	leit*	sef	nö*	nan*
gren*	ken*	frer	lu*	gisch
schler	lil*	ren*	ti*	reim*
feur*	gur*	deus*	fau*	deft*
dilk*	fis*	weir*	nir*	gek*
ot*	säm	meun*	se*	su*
dekt*	mi*	bas*	un*	des
sei•	ten	res*	bin*	lan
nan	schem*	stek	dek*	sir*
nen*	dün*	fet*	neil*	za*
ech*	relt	din*	sann*	zwan
fesch	ner*	scher*	sir*	ze*
lörch*	elt*	firt	gri*	ker*
wis*	hech	dim*	fa*	he*
ür*	ren*	krenk	tan*	büs*
fes*	lech*	dert*	nin*	gor*
enk*	ne	lor*	tim*	nart*

Ausgewertet: H. Falsch: 21. Richtig: 79. Silbenverständlichkeit 79%.

Silbentafel 3

auch das Schallübertragungsmittel einen Einfluß ausübt, besteht die Möglichkeit, diesen Einfluß zahlenmäßig zu bestimmen. So kann man z. B. in sehr einfacher Weise die Güte der Akustik eines Raumes angeben, indem man an verschiedenen Stellen Silbenverständlichkeitsmessungen anstellt und in einer Abbildung des Raumes die Orte gleicher Silbenverständlichkeit durch Kurven verbindet.

In der Hauptsache werden im nachfolgenden Versuche über den Einfluß äußerer Geräusche beschrieben, wie sie beim Empfang in bewegten Fahrzeugen und besonders im Flugzeug vorhanden sind. Wir haben auch nach dieser Methode den Wert von Abschirmungen (Hörkappen) festgestellt.

Den Vorteilen der Einfachheit und Anwendbarkeit auch in Fällen, wo andere Methoden nur umständlich anzuwenden sind, steht als Nachteil die geringe Genauigkeit gegenüber, die stets auftritt, wenn bei den Messungen die Eigenschaften der Beobachter eine maßgebende Rolle spielen. Nun sind zwar die Silbentexte von der Siemens & Halske A.-G., die die Firma freundlichst zur Verfügung gestellt hat, so ausgewählt, daß sie alle ungefähr gleich schwer sind, also nicht einer etwa übermäßig viel Laute enthält, die im allgemeinen falsch verstanden werden; trotzdem müssen Unterschiede in der Silbenverständlichkeit von $\pm 10\%$ noch als gering bezeichnet werden und es kommen insbesondere bei kleinen Werten der Silbenverständ-

lichkeit noch erheblich größere Abweichungen vor. Bei den Messungen hat sich außerdem gezeigt, daß bei verschiedenen Beobachtern bei der Aufnahme desselben Textes durchaus nicht dieselben Silben falsch verstanden werden und doch die Silbenverständlichkeiten sich annähernd gleich ergeben, was die Sicherheit der Ergebnisse erhöht. In den Zahlen zeigen sich auch besondere Unterschiede zwischen den verschiedenen Beobachtern, z. B. ist in einigen Fällen gelegentlich der Versuche, die Abhängigkeit der Silbenverständlichkeit von der Lautstärke der Silben festzustellen, beobachtet worden, daß dem allgemeinen Gang der Abhängigkeit sich ein besonderer Gang der Beobachter überlagert, und zwar derart, daß der eine Beobachter bei den geringeren Lautstärken besser hört als der andere, während sich das Verhältnis dann bei den größeren Lautstärken umkehrt.

In unseren Schaubildern sind im allgemeinen die Mittelwerte für mehrere Beobachter aufgetragen, in den Zahlentafeln sind auch die Werte der einzelnen Beobachter mitgeteilt worden, es hörten meist zwei, manchmal drei Beobachter gleichzeitig, im Flugzeug konnten nie mehr als zwei Beobachter gleichzeitig empfangen.

III. Ergebnisse der Empfängerprüfungen nach der Silbenverständlichkeitsmethode

A. Allgemeine Gesichtspunkte zum Vergleich von drahtlosen Empfängern

Die im folgenden beschriebenen Versuche waren veranlaßt worden durch die Frage, wievielmal schlechter der Empfang einer drahtlosen Station im Flugzeug ist als auf dem Boden unter der Annahme, daß in beiden Fällen dieselben Apparate verwendet werden. Bald nach den ersten Versuchen war es klar, daß der Grund für die Verschlechterung des Empfangs im Flugzeug der dort vorhandene Motorlärm sein mußte. Deshalb wurden später Versuche am Boden angestellt, bei denen das Flugzeuggeräusch durch mehrere Lautsprecher, die mit der Frequenz des Flugzeugschalls erregt wurden, nachgeahmt wurde. Diese Versuche am Boden konnten so ausgeführt werden, daß der Empfänger wohl definierte hochfrequente Wechselspannungen zugeführt bekam, wobei auch die niederfrequente Ausgangsspannung gemessen wurde.

Vergleicht man den Empfang an verschiedenen Orten, so tritt immer die Frage auf, nach welchen Gesichtspunkten verglichen werden soll. Werden beide Male dieselben Empfänger benutzt, so sind deren Einstellungen im allgemeinen gut vergleichbar. Jedoch können wie bei den Versuchen im Flugzeug und am Boden die Bedingungen für den Ausgang verschieden sein. Es können z. B. an die verschiedenen Empfänger Telephone verschiedener Eigenschaften angeschlossen werden oder es können Nebengeräusche verschiedener Stärke auftreten. Ebenso können die Bedingungen für den Eingang verschieden sein. Es ist z. B. unschwer zu erreichen, daß in beiden Fällen die Feldstärken für den Empfang gleich groß sind, dann werden aber bei verschiedenen Antennen die Eingangsspannungen am Gitter der ersten Röhre verschieden sein. Diese Art des Vergleiches setzt voraus, daß die Antenne jeweils mit zur Empfangsapparatur gerechnet und in die Betrachtung einbezogen wird. Wir sind bei unseren Messungen am Boden stets von der in den Antennenkreis induzierten elektromotorischen Kraft ausgegangen. Dabei war in dem Antennenkreis stets eine Kapazität von 200 cm als Antennennachbildung eingeschaltet. Die Ergebnisse können also je nach der beim betriebsmäßigen Empfang verwendeten Antenne auf diese Empfangsstation umgerechnet werden.

B. Einfluß der verschiedenen Faktoren auf die Silbenverständlichkeit

1. Einfluß der Spannung am Telephon, ihre Messung und Ermittlung des günstigsten Wertes bei Empfang ohne Störgeräusch

Bei den im folgenden beschriebenen Versuchen war zuerst die Frage zu klären, wie eine Änderung der Spannung am Kopfhörer die Silbenverständlichkeit beeinflußt. Um diese Abhängigkeit möglichst rein zu erhalten, durften nur geringe Verzerrungen der Sprache durch die Empfangsapparatur zugelassen werden. Deshalb wurde für diese Versuche ein reines Niederfrequenzsystem, nämlich ein Reißmikrophon, ein Reiß-Mikrophonverstärker und ein Kopfhörer benutzt. Hierbei wurden, wie auch bei allen späteren Versuchen, stets die Kopfhörer der Firma Telefunken, Type EH 555, verwendet. Die Ergebnisse sind in Zahlentaf. 1 und Abb. 1, Kurve I dargestellt. Es ergibt sich ein sehr flaches Maximum bei etwa $^1/_2$ Volt, wenn kein Störgeräusch vorhanden ist. Es kam also bei den spä-

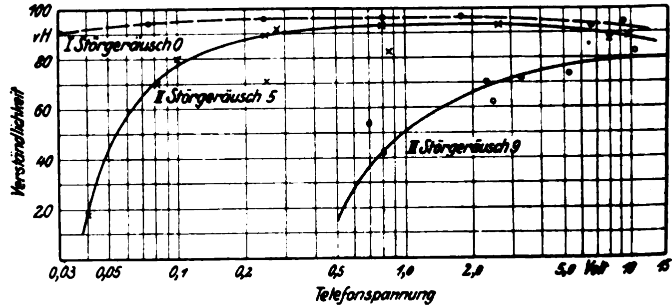


Abb. 1. Silbenverständlichkeit bei verschiedenen Störgeräuschen abhängig von der Telephonspannung. Störlautstärke in Einheiten der Barckhausen-Skala

Zahlentafel 1

Silbenverständlichkeit bei verschiedenen Störgeräuschen, abhängig von der Telephonspannung

Text	Spannung am Tel.	Verständlichkeit			
Nr.	Volt	Beob. I	Beob. II	Beob. III	Mittel
		Störgeräusch = 0			
20	9,3	92	96	94	94
19	6,7	87	98	94	93
18	5,0	89	94	89	91
21	1,8	96	99	97	97
22	0,8	96	96	96	96
23	0,24	97	95	97	96
24	0,075	95	93	97	95
25	0,030	94	86	93	91
27	0,5	95	97	—	96
		Störgeräusch = 5			
34	8,0	—	94	81	88
35	2,6	—	92	94	93
36	0,85	—	77	89	83
37	0,25	—	61	80	71
38	0,10	—	72	87	80
39	0,04	—	17	19	18
57	10	91	86	90	89
58	2,8	92	95	96	94
71	0,8	94	91	98	94
72	0,25	91	88	92	90
73	0,08	81	76	55	71
		Störgeräusch = 9			
30	10,5	87	83	77	82
33	5,3	65	78	80	74
31	2,5	50	67	72	63
32	0,8	32	42	53	42
40	10	83	81	82	82
52	3,3	85	86	49	73
53	2,3	91	61	59	70
54	0,7	77	64	21	54

teren Versuchen gar nicht so sehr darauf an, die Ausgangsspannung ganz genau einzuregeln, wenn Versuche ohne Störgeräusch gemacht wurden. Das ist besonders deshalb wichtig, weil die Messung dieser Spannung ebenso wie auch die Messung der modulierenden Spannung für die Empfänger nicht einfach ist. Wir gingen hierbei so vor, daß der Sprecher, bevor er einen Silbentext durchgab, mehrmals den Vokal a mit möglichst derselben mittleren Lautstärke, mit der er auch die Texte durchgab, ins Mikrophon sprach. Das Röhrenvoltmeter zeigte dann bei einiger Übung des Sprechers einen nur wenig schwankenden Ausschlag, der als Ausgangsspannung bezeichnet wurde. Zur Sicherheit wurde diese Messung jedesmal nach Beendigung des Textes wiederholt. Dabei ergaben sich wegen der Ermüdung des Sprechers meistens etwas kleinere Werte der Ausgangsspannung. Die mitgeteilten Zahlen sind stets die Mittelwerte aus mehreren Ablesungen vor und nach dem Versuch.

Das Anzeigeinstrument des Röhrenvoltmeters hat nur eine geringe Eigenschwingungsdauer und ist auch unteraperiodisch gedämpft, es zeigt bei fortlaufendem Klartext sehr starke Schwankungen. Um nun den Zusammenhang zwischen unserer Messung der Ausgangsspannung bei dem Vokal a und den Mittelwerten der Spannung im fortlaufenden Text zu erhalten, bedienten wir uns an Stelle des Röhrenvoltmeters eines erheblich trägeren Instrumentes, und zwar eines statischen Voltmeters (Hartmann & Braun, Meßbereich 5—150 V). Das Instrument wurde auch bei den späteren Messungen an Empfängern für die Bestimmung des Modulationsgrades gebraucht (siehe Abb. 10). Gab der Sprecher a, so zeigte das Instrument 20 V, bei Klartext zeigte es im Mittel 10 V.

2. Einfluß von äußeren Störgeräuschen

Die unter 1. angeführten Versuche wurden bei Gegenwart äußerer Störgeräusche wiederholt (siehe Zahlentaf. 1 und Abb. 1, Kurve II, III). Die Geräuschlautstärke, die von den Lautsprechern herrührte, wurde anfänglich durch Vergleich mit dem Barckhausenschen Geräuschmesser ermittelt, später wurde die Geräuschlautstärke durch den Lautsprecherstrom gemessen. Den Zusammenhang zeigt Zahlentaf. 2 und Abb. 3. Im folgenden ist dann stets die Geräuschstärke angegeben worden, die jedoch jedesmal durch eine Strommessung ermittelt wurde.

Wächst das Störgeräusch, so rückt, wie zu erwarten, das Maximum der Verständlichkeit nach größeren Spannungen und liegt niedriger. Eine andere Darstellung dieser Zusammenhänge ist in Abb. 3 gezeigt, wo die Silbenverständlichkeit bei $^1/_2$ V Telephonspannung abhängig von der Störlautstärke dargestellt ist. Man erkennt deutlich den starken Abfall bei Störlautstärken über 7 der Barckhausenskala.

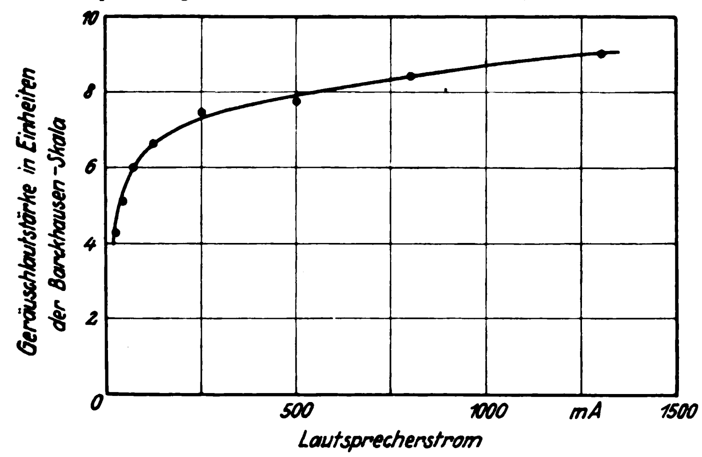


Abb. 2. Abhängigkeit der Geräuschlautstärke vom Lautsprecherstrom

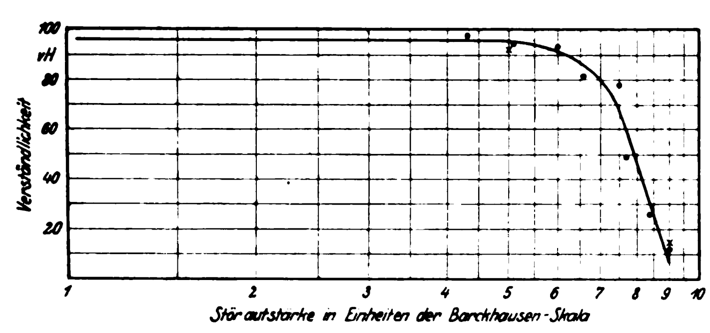


Abb. 3. Silbenverständlichkeit bei $^1/_2$ Volt Telephonspannung abhängig von der Störlautstärke. x Werte aus Abb. 1 entnommen

Zahlentafel 2

Zusammenhang zwischen Geräuschlautstärke, Lautsprecherstrom und Silbenverständlichkeit

Telephonspannung $^1/_2$ Volt

Lautsprecherstrom mA	Geräusch	Text Nr.	Verständlichkeit Beob. I	Beob. II	Beob. III	Mittel
25	4,3	78	97	95	98	97
44	5,1	77	94	90	97	94
69	6,0	79	94	87	98	93
125	6,6	9	74	87	—	81
250	7,5	3	88	80	—	78
		8	66	78	—	
500	7,7	4	64	61	—	49
		7	25	43	—	
800	8,4	6	21	31	—	26
1300	9,0	5	2	21	—	12
	9,0	—	—	—	—	15[1])
	5,0	—	—	—	—	92[1])

3. Untersuchung der Wirksamkeit von Hörkappen

Die Apparatur wurde benutzt, um den Wert von Abschirmungen, also die Vorteile der Benutzung von Hörkappen festzustellen. Die Ergebnisse beziehen sich jedoch auf Kappe und Kopfhörer zusammen, obgleich es erwünscht wäre, den Einfluß der Kappe allein zu kennen. Jedoch war nur bei der zuletzt genannten Kappe ein Auswechseln der Telephone möglich. Unter den gleichen Bedingungen wurden Verständlichkeitsmessungen mit den verschiedenen Hörkappen gemacht, einmal ohne und einmal mit Geräusch 8,5 der Barckhausenskala. Die Lautstärke 8,5 ist gewählt worden, weil sie noch ohne große Mühe mit der Lautsprecheranlage hergestellt werden konnte und weil dieser Wert auch den Geräuschlautstärken entspricht, die in den Kabinen geschlossener Verkehrsflugzeuge auftreten (6). Das Verhältnis der Verständlichkeit mit Geräusch zu der ohne Geräusch kann als Maß für die Brauchbarkeit der Hörkappe angesehen werden. Die Ergebnisse sind in Zahlentaf. 3 angegeben. Da die Kappe Nr. 5 nur sehr kurze Zeit zur Verfügung stand, konnte eine Messung ohne Geräusch nicht mehr ausgeführt werden. In Zahlentaf. 3 ist hierfür ein mittlerer Wert geschätzt worden.

1) Werte aus Abb. 1 entnommen.

C. Silbenverständlichkeitsmessungen an drahtlosen Empfängern

1. Untersuchung der Empfänger in betriebsmäßiger Schaltung im Flugzeug und am Boden

Für die Versuche an Empfängern standen 3 Empfängermuster zur Verfügung:

1. Flugzeug-Langwellenempfänger, Wellenbereich 300—1500 m, wahlweise 3 und 4 Röhren Telefunken Type RE 1, 1 Stufe Hochfrequenzverstärkung, Audion, 1 Stufe Niederfrequenzverstärkung mit Rückkopplung.
2. Flugzeug-Langwellenempfänger, Wellenbereich 500—1400 m, 4 Röhren Telefunken Type RE 11, 1 Stufe Hochfrequenzverstär-

Zahlentafel 3

Schutzwerte von Hörkappen

Nr.	Bezeichnung der Hörkappe	Verständlichkeit ohne Geräusch Beob. I	Beob. II	Mittel	Verständlichkeit mit Geräusch 8,5 Beob. I	Beob. II	Mittel	Verhältnis der Verständlichkeit mit Geräusch / ohne Geräusch
0	Hörer EH 555	95	97	96	50	64	57	0,59
1	Einfache Haube mit eingenähtem Hörer (1)	96	87	92	51	60	56	0,61
2	Einfache Haube mit eingenähtem Hörer (2)	99	93	96	65	72	68	0,71
3	Hörer (Marine) mit dicken Gummiwülsten	95	85	90	55	64	59	0,65
4	Hörkappe aus Leder mit Lammfellfütterung und eingenähtem Hörer	97	94	96	67	67	67	0,70
5	Hörkappe aus Leder mit Fellfütterung, Hörer getrennt .	geschätzt		94	80	77	79	0,85

kung, Audion, 2 Niederfrequenzverstärkerstufen mit Rückkopplung.

3. Rundfunk-Neutrodynempfänger, 1 Stufe Hochfrequenzverstärkung, Audion, 2 Niederfrequenzverstärkerstufen, 4 Röhren mit Rückkopplung.

Die Untersuchung der Empfänger geschah auf zweierlei verschiedene Weisen. Einmal wurden die Empfänger betriebsmäßig an eine Antenne angeschlossen und es wurde eine ferne Telephoniestation empfangen. Hierfür wurde zuerst ein Sender in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt benutzt, und zwar wurde der gewöhnliche Telefunken-Langwellen-Flugzeugsender angeschaltet, der für Telephonie eingerichtet ist. Zur Besprechung diente das Reißmikrophon mit Vorverstärker. Die Sendeantenne hatte eine effektive Höhe von etwa 17 m. Maximaler Antennenstrom etwa 0,8 Amp. Da sich bald herausstellte, daß der Sender zu schwach war, um im Flugzeug guten Telephonieempfang zu gestatten, wurde für die weiteren Versuche stets der 2 kW-Sender in Döberitz benutzt, den das Reichspostzentralamt für diese Versuche freundlichst zur Verfügung gestellt hatte. Maximaler Antennenstrom 7 Amp., effektive Höhe der Antenne etwa 11 m. Sämtliche Versuche mit Empfängern wurden mit einer Wellenlänge von 650 m angestellt.

Die Sendestation gab nach immer genau vereinbartem Programm mit vorher auf bestimmte Werte genau eingeregeltem Sendestrom Klartext und Silben. Der Empfang erfolgte am Boden in einem Häuschen auf dem Gelände des Flugplatzes Adlershof. Als Empfangsantenne diente eine 6-drähtige Schirmantenne, die eine effektive Höhe von 6,3 m besitzt. Gleichzeitig wurde im Flugzeug empfangen. Zur Verfügung stand eine Junkers F 13, die oberhalb des Empfangshäuschens auf einer Geraden senkrecht zur Verbindngslinie Sender—Empfänger in etwa 300 m Höhe hin und her flog. Als Antenne diente im Flugzeug die übliche Schleppantenne von 70 m Länge. Die Empfänger waren auch im Flugzeug an Batterien angeschlossen. Es sollte festgestellt werden, wie sich die Verständlichkeit mit der Eingangsfeldstärke im Flugzeug und am Boden ändert.

Es ist von vornherein nicht zu erwarten, daß bei Versuchen, die mit solchen betriebsmäßigen Apparaturen angestellt werden, gut reproduzierbare Ergebnisse erhalten werden. Die Versuche konnten nur so ausgeführt werden, daß nach subjektivem Empfinden jedesmal bei dem Klartext, der dem Silbentext vorherging, auf beste Verständlichkeit eingestellt wurde. Die Einflüsse der veränderbaren Antennenkopplung, der Rückkopplung, der nicht genau kontrollierbaren Aus- und Eingangsspannung, der wechselnden Größe der Ausbreitungsdämpfung und nicht zuletzt der Einfluß fremder Störer drücken sich in den Ergebnissen aus, die keine glatten Kurven sind, bei denen sich Punkt an Punkt reiht, sondern ziemlich breite Bänder. Die Ergebnisse sind in Zahlentaf. 4 und 5 und Abb. 4 und 5 für die beiden untersuchten Empfänger getrennt dargestellt. Es sei hierbei erwähnt, daß die Deutsche Drahttelephonie mit einer Silbenverständlichkeit von 75% in Ortsnetzen, von 55% bei Übertragung über lange Fernkabel rechnet und eine Silbenverständlichkeit von 30% als untere Grenze für gerade noch brauchbare Verständigung ansieht. Unsere Versuche zeigen, daß für die Telephonie im Flugzeug sehr viel größere elektromagnetische Feldstärken nötig sind als für den Empfang am Boden. So kann man aus Abb. 4 und 5 ablesen, daß eine Silbenverständlichkeit von 75% im Flugzeug überhaupt nicht erreicht wird, daß eine Silbenverständlichkeit

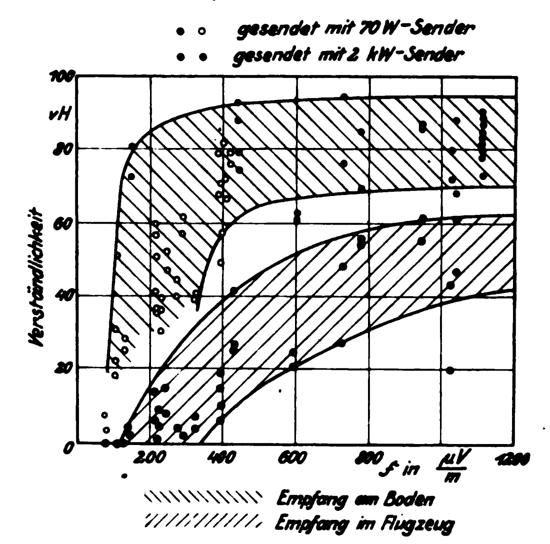


Abb. 4. Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Empfangsfeldstärke. Empfänger (1)

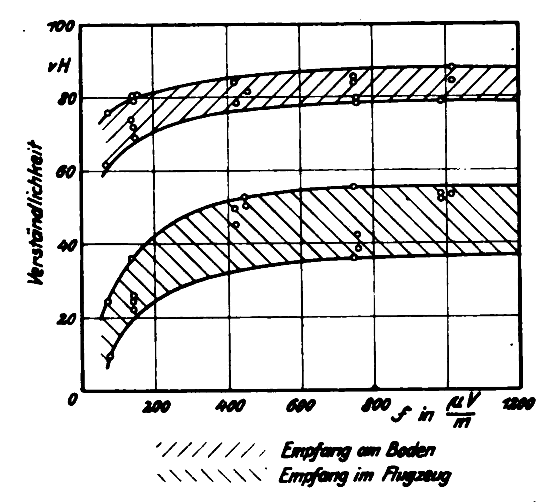


Abb. 5. Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Empfangsfeldstärke. Empfänger (2)

Zahlentafel 4

Prozentische Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Feldstärke 𝔉

Empfänger (1)

𝔉 in $\frac{\mu V}{m}$	Boden				Flugzeug			
	Beob. I	Beob. II	Beob. III	Beob. IV	Beob. I	Beob. II	Beob. III	Beob. IV
1110	—	—	85	82	—	—	—	—
1110	—	—	78	81	—	—	—	—
1110	—	—	84	89	—	—	—	—
1110	—	—	87	90	—	—	—	—
1110	—	—	73	—	—	—	—	—
1110	—	—	80	—	—	—	—	—
1038	88	68	—	—	—	—	47	61
1023	—	—	72	80	20	46	—	—
994	86	87	—	—	—	—	55	61
775	84	70	—	—	—	—	54	54
730	94	76	—	—	—	—	27	48
598	—	—	61	62	21	25	—	—
430	93	79	—	—	—	—	27	42
430	88	74	—	—	—	—	26	25
419	76	72	—	—	—	—	—	—
403	72	67	—	—	—	—	—	—
398	57	49	—	—	—	—	—	—
392	—	—	82	71	19	15	—	—
387	—	—	79	68	—	—	—	—
327	41	39	—	—	—	—	7	4
289	62	57	—	—	—	—	2	—
273	44	40	—	—	—	—	4	—
245	—	—	47	52	8	15	—	—
229	37	30	—	—	—	—	9	1
223	51	36	—	—	—	—	4	—
218	37	—	49	51	6	14	—	—
212	60	—	55	—	—	—	—	—
146	81	72	—	—	—	—	2	4
131	—	—	28	25	0	0	—	—
109	62	—	35	22	0	0	—	—
109	30	—	31	—	—	—	—	—
76	—	—	3	7	0	0	—	—

Zahlentafel 5

Prozentische Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Feldstärke 𝔉 (Versuche mit dem 2 kW-Sender)

Empfänger (2)

𝔉 in $\frac{\mu V}{m}$	Boden		Flugzeug	
	Beob. I	Beob. III	Beob. II	Beob. IV
1010	88	85	53	53
985	88	79	52	53
760	79	78	38	42
745	84	85	36	55
453	86	81	50	52
424	84	78	45	49
146	72	69	26	22
146	79	81	25	25
142	81	74	36	36
73	76	61	24	9

von 55% im Flugzeug durchschnittlich 700 μV/m bei der betriebsmäßigen Schaltung erfordert, während am Boden 100 μV/m ausreichen. Nach hier nicht näher erwähnten Versuchen genügen bei Telegraphie im Flugzeug und am Boden Feldstärken von 3 bis 6 μV/m. Diese Ergebnisse sind der wissenschaftlich-technische Grund dafür, daß in Deutschland allgemein für den Flugzeugfunkdienst Telegraphie benutzt wird. Der 4-Röhren-Neutrodynempfänger, der zum Vergleich als Vertreter der vielen Typen von marktgängigen Rundfunkempfängern gewählt wurde, ist nur am Boden, nicht im Flugzeug untersucht worden. Die Ergebnisse zeigt Zahlentaf. 6 und Abb. 6.

Zahlentafel 6

Prozentische Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Empfangsfeldstärke 𝔉

Empfänger (3)

𝔉 in $\frac{\mu V}{m}$	Verständlichkeit	
	Beob. I	Beob. II
768	79	73
757	79	85
541	74	74
433	43	40
231	50	42
231	83	85
189	48	66
189	78	77
109	52	45
108	57	56
108	68	66
108	54	60
82	47	41
81	51	53
81	54	57
80	61	57
55	42	30
54	63	56
54	48	36
47,5	32	31
32,5	50	40
22,7	48	45
10,8	39	40

2. Untersuchung der Empfänger bei Kopplung mit dem Empfängerprüfgerät

a) Beschreibung der Meßapparatur

In grundsätzlich ähnlicher Weise, jedoch unter wohldefinierten Verhältnissen, wurden die Versuche zur Prüfung der Empfänger ausgeführt, bei denen das in der Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik der DVL. entwickelte Empfängerprüfgerät benutzt wurde. Mit Hilfe dieses Gerätes kann man in den Antennenkreis des zu untersuchenden Empfängers eine genau bekannte Spannung induzieren, deren Modulationsgrad verändert werden kann. Der erforderliche Hilfssender mit seinen Batterien und dem geeichten Spannungswandler (Schaltung siehe Abb. 7) ist in einem allseitig geschlossenen Aluminiumkasten untergebracht, der zu untersuchende Empfänger mit seinen Batterien wird ebenfalls in einem abgeschirmten Kasten aufgebaut. Zur Besprechung diente wieder das Reißmikrophon, das, um Störungen zu vermeiden, in einem benachbarten Raum aufgestellt war, die Modulation erfolgte durch Änderung der Anodenspannung des Senders. Durch

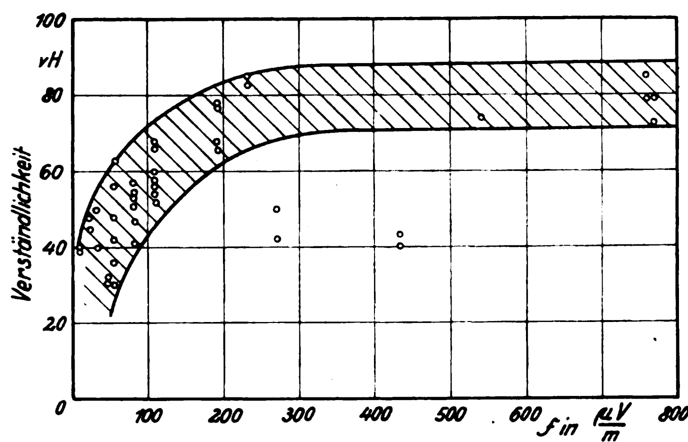


Abb. 6. **Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Empfangsfeldstärke. Empfänger (3)**

größten Schwankungen lagen in den Grenzen zwischen 25 und 35%. Das Geräusch wurde, wie bereits oben beschrieben, durch die Lautsprecher hergestellt.

Von allen untersuchten Empfängern sind außer den hier beschriebenen Versuchen mittels des Empfängerprüfgerätes Empfindlichkeits- und Selektionskurven aufgenommen worden, ebenso Modulationskurven bei veränderter Modulationsfrequenz. Diese Ergebnisse sind größtenteils in besonderen Berichten niedergelegt worden. Da es zurzeit aussichtslos erscheint, von diesen Zahlen auf die Silbenverständlichkeit zu schließen, sind sie hier nicht mit aufgeführt worden.

frühere Versuche war festgestellt worden, daß die Eingangsspannung am Empfänger linear mit der Anodengleichspannung des Hilfssenders wächst und daß auch bei Änderung der Anodengleichspannung keine Wellenlängenänderungen auftreten. Ist die Anodenspannung des Hilfssenders $E_=$ Volt, der Effektivwert der modulierenden Spannung E Volt, so berechnet sich der Modulationsgrad zu

$$m = \frac{E \cdot \sqrt{2}}{E_=} \cdot 100\,\% .$$

Der Effektivwert der Modulationsspannung wurde

b) Prüfung der Modulation des Hilfssenders

Der Hilfssender wurde mit einem Detektorapparat (Rotsterndetektor) abgehört, wobei die Telephonspannung etwa $^1/_2$ V betrug, es ergab sich eine Silbenverständlichkeit von 96%, also ebensoviel wie bei der obenerwähnten Anordnung Reißmikrophon—Reißverstärker—Kopfhörer. Es mag bemerkt werden, daß sich hier wie bei allen Versuchen deutlich der verzerrende Einfluß eines vor den Kopfhörer geschalteten Niederfrequenzverstärkers zeigte. Mit einstufigem Verstärker sank die Silbenverständlichkeit auf 76; dabei wurde der

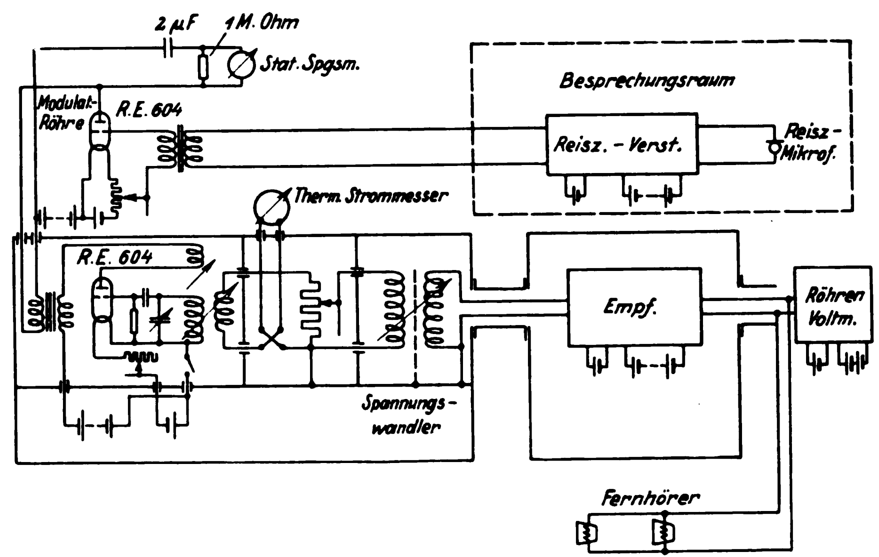


Abb. 7. **Schaltung des Empfänger-Prüfgerätes bei den Silbenverständlichkeitsmessungen**

mit dem obenerwähnten statischen Voltmeter gemessen (siehe Abb. 7). Der Sender war im Mittel zu etwa 30% durchmoduliert, wenn der Sprecher a gab. Die mittlere Modulation bei Klartext betrug dann nur etwa 15%. Der Modulationsgrad wurde bei jedem einzelnen Versuch mitgemessen. Die

Detektorempfänger loser angekoppelt, so daß die Telephonspannung wieder 0,5 V betrug.

c) Feststellung der günstigsten Ausgangsspannung

Bei den Untersuchungen der Röhrenempfänger war zuerst wieder die Frage zu entscheiden, welche

Ausgangsspannung am zweckmäßigsten eingestellt wird. Dazu wurde die Silbenverständlichkeit abhängig von der Ausgangsspannung aufgenommen, die durch Erhöhen der Eingangsspannung verändert wurde. Zu diesen Versuchen wurde der Empfänger 1 benutzt, dessen Rückkopplungsskala 0 zeigte. Die Versuche wurden einmal mit Geräuschlautstärke 8,5 und dann ohne Geräusch ausgeführt. Beide Male waren 4 Röhren angeschaltet. Die Ergebnisse zeigt Zahlentaf. 7 und Abb. 8. Man sieht, daß der

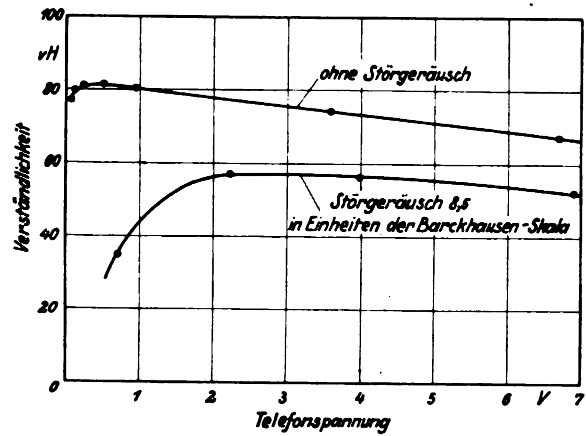


Abb. 8. Silbenverständlichkeit abhängig von der Ausgangsspannung. Empfänger (1)

Zahlentafel 7

Versuche zur Bestimmung der günstigsten Ausgangsspannung am Empfänger (1)

Rückkopplung = 0

Text Nr.	Tel.-Spannung Volt	Verständlichkeit		
		Beob. I	Beob. II	Mittel
Störgeräusch = 0				
12	6,7	68	66	67
14	0,95	77	82	80
15	0,5	81	83	82
16	0,23	83	78	81
17	0,10	84	76	80
18	0,05	82	72	77
19	3,6	68	80	74
Störgeräusch = 8,5				
2	6,9	42	62	52
3	2,2	53	62	57
4	0,7	18	52	35
5	4,0	48	64	56

Höchstwert der Silbenverständlichkeit ohne Geräusch wieder bei etwa $^1/_2$ V Ausgangsspannung liegt. Das Maximum liegt jedoch erheblich niedriger wie bei den Versuchen mit Niederfrequenz allein. Bei Gegenwart des Störgeräuschs sinkt die maximale Silbenverständlichkeit sehr stark, das Maximum erscheint bei etwa $2^1/_2$ V Ausgangsspannung und wird sehr flach. Diese Versuche sowie auch frühere Versuche geben Grund zu der Vermutung, daß die Verschlechterung des drahtlosen Empfanges im Flugzeug allein durch den sogenannten Verdeckungseffekt (7) hervorgerufen wird, der darin besteht, daß ein leiser Ton unhörbar wird, wenn gleichzeitig ein lauter und tieferer Ton das Ohr trifft. Das Maximum an Silbenverständlichkeit, das bei einer gewissen Telephonspannung auftritt, bedeutet dann, daß an sich die Silbenverständlichkeit anwachsen würde, wenn die Silben noch lauter gesprochen werden, daß aber die Abnahme der Empfindlichkeit des Ohres mit wachsender Amplitude diesen Anstieg bald überwiegt und die Silbenverständlichkeit wieder sinken läßt.

d) Einfluß von zusätzlicher Niederfrequenzverstärkung

Für einen drahtlosen Empfänger, der bei Anwesenheit von äußeren Geräuschen, also zum Beispiel im Flugzeug, benutzt werden soll, ergibt sich aus obigen Versuchen, daß man über eine Silbenverständlichkeit, die obigem Höchstwert entspricht, nicht hinauskommt, daß es aber möglich sein muß, bei Eingangsspannungen, mit denen man am Telephon 2,5 V nicht erreichen kann, eine Erhöhung der Silbenverständlichkeit zu erzielen, indem man noch eine Niederfrequenzverstärkerstufe zuschaltet. Daß diese Überlegung richtig ist, läßt sich aus Zahlentaf. 8 und Abb. 9 ersehen, wo die Ergeb-

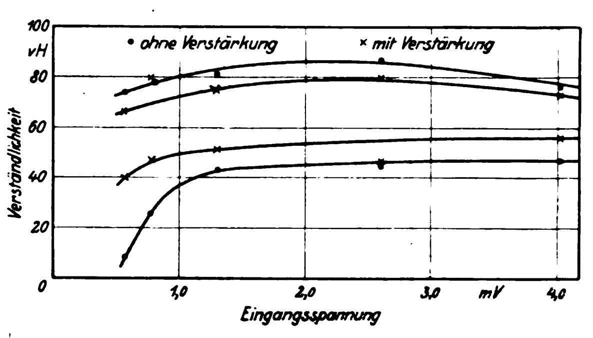


Abb. 9. Silbenverständlichkeit bei verschiedenen Eingangsspannungen mit und ohne Medifrequenz-Verstärkung. Empfänger (1)

nisse der Untersuchung desselben drahtlosen Empfängers mit zusätzlicher einstufiger Niederfrequenzverstärkung mit und ohne Störgeräusch dargestellt sind. Die Abbildung zeigt die Silbenverständlichkeit abhängig von der Eingangsspannung im Antennenkreis. Besonders schön läßt sich aus der graphischen Darstellung ersehen, daß die zusätzliche Verstärkung bei Abwesenheit von Störgeräusch eine leichte Abnahme der Silbenverständlichkeit zur Folge hat; ist jedoch Störgeräusch vorhanden, so bewirkt die Zuschaltung der vierten Röhre eine Zunahme der Silbenverständlichkeit, und zwar wird bei den kleinen Eingangsspannungen, bei denen sonst die Silbenverständlichkeit zu klein wäre, noch

Zahlentafel 8

Silbenverständlichkeiten für einen 3-Röhrenempfänger mit zusätzlicher einstufiger Niederfrequenzverstärkung, aufgenommen bei äußerem Geräusch 8,5 und ohne Geräusch

Eingangs-spannung mV	Empfänger ohne Verstärkung								Empfänger mit Verstärkung							
	ohne Geräusch				mit Geräusch 8,5				ohne Geräusch				mit Geräusch 8,5			
	Text Nr.	Beob. I	Beob. II	Mittel	Text Nr.	Beob. I	Beob. II	Mittel	Text Nr.	Beob. I	Beob. II	Mittel	Text Nr.	Beob. I	Beob. II	Mittel
0,57	70	76	72	74	71	4	11	8	72	66	66	66	73	39	39	39
0,78	74	81	75	78	75	23	27	25	76	79	81	80	77	45	50	47
1,30	78	80	82	81	79	39	47	43	80	87	63	75	81	51	51	51
2,60	82	91	83	87	83	38	58	44	84	89	71	80	85	31	60	46
4,02	8	76	75	76	9	39	55	47	10	79	68	73	11	56	56	56

Telephonieempfang möglich. Man kann also durch Erhöhen der Niederfrequenzverstärkung die Reichweite des Empfängers bei Nebengeräusch vergrößern.

e) Einfluß sehr hoher Eingangsspannungen, Übersteuerung der Röhren

Die bisherigen Versuche dürften schon gezeigt haben, daß mit der einfachen Methode der Silbenverständlichkeitsmessungen sich auch bei drahtlosen Empfängern brauchbare quantitative Ergebnisse erzielen lassen. Auch die bekannte Erscheinung des Überschreiens eines Empfängers läßt sich nach dieser Methode verfolgen. Besonders geeignet für einen solchen Versuch erschien der Empfänger Nr. 2, der Röhren der Type RE 11 verwendet, die einen Sättigungsstrom von 2 mA haben. Bei diesem Empfänger wurde die Eingangsspannung bis auf sehr hohe Werte vergrößert, wobei die Ausgangsspannung entsprechend stieg. Am Ausgang lag bei diesem Versuch ein Kopfhörer und diesem parallel ein Spannungsteiler, mit dessen Hilfe die Spannung am Meßtelephon stets auf 0,5 V gehalten wurde. Man erhält also den Einfluß der inneren Verzerrungen allein. Bei den ganz kleinen Eingangsspannungen mußte die Rückkopplung betätigt werden, wenn man überhaupt ausreichende Telephonspannungen erzielen wollte. Entsprechend ergeben sich bei den kleinen Eingangsspannungen niedrigere Werte für die Silbenverständlichkeit. Nachdem $^1/_2$ V am Meßtelephon erreicht war, wurde

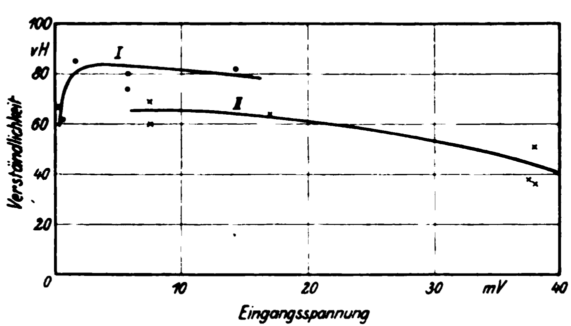


Abb. 10. Silbenverständlichkeit abhängig von der Eingangsspannungs bei $^1/_2$ Volt Telephonspannung. Empfänger (2)

ohne Rückkopplung weitergearbeitet. Die Werte sind die der Kurve I in Abb. 10. Da sehr hohe Ausgangsspannungen erreicht werden sollten — bis einige Volt —, so mußte weiterhin wieder die Rückkopplung betätigt werden. Die Werte hierfür zeigt Kurve II, die für konstante Einstellung der Rückkopplung gilt. Man erkennt den Sprung, den die Benutzung der Rückkopplung zur Folge hat und sieht, daß mit wachsender Eingangsspannung die Silbenverständlichkeit wieder stark abnimmt. Die gemessenen Zahlenwerte sind in Zahlentaf. 9 zusammengestellt.

Zahlentafel 9

Silbenverständlichkeiten für den 4-Röhren-Flugzeugempfänger (2) für verschiedene Eingangsspannungen ohne Störgeräusch

Datum	Text Nr.	Eing.-Spann. mV	Ausg.-Spann. Volt	Tel.-Spann. Volt	Rückk. Skt.	Verständlichkeit		
						Beob. I	Beob. II	Mittel
27. 7.	40	0,192	0,2	0,2	9,9	65	68	67
	41	0,61	0,53	0,53	7,4	56	67	62
	42	1,43	0,53	0,53	2,5	88	81	85
	43	5,77	0,53	0,53	0	77	82	80
	44	5,77	1,0	0,43	0	77	71	74
	45	14,3	1,7	0,38	0	80	84	82
	46	37,5	2,9	0,38	7,9	34	42	38
31. 7.	47	38,0	3,5	0,48	8,0	36	—	36
	48	38,0	2,8	0,35	8,0	51	—	51
	49	17,0	3,0	0,45	8,0	64	—	64
	50	7,5	2,1	0,45	8,0	60	—	60
	51	7,5	2,2	0,45	8,0	69	—	69

Zahlentafel 10

Silbenverständlichkeit für den Empfänger (3), abhängig von der Eingangsspannung

Text Nr.	Eingangsspann. mV	Verständlichkeit		
		Beob. I	Beob. II	Mittel
34	0,27	81	68	75
35	0,57	83	66	75
36	0,92	87	79	83
38	5,90	87	79	83
39	1,42	84	78	81

f) Messungen an einem Rundfunkempfänger

Die Silbenverständlichkeitsmessungen an dem Rundfunkempfänger 3 sind zum Vergleich in Zah-

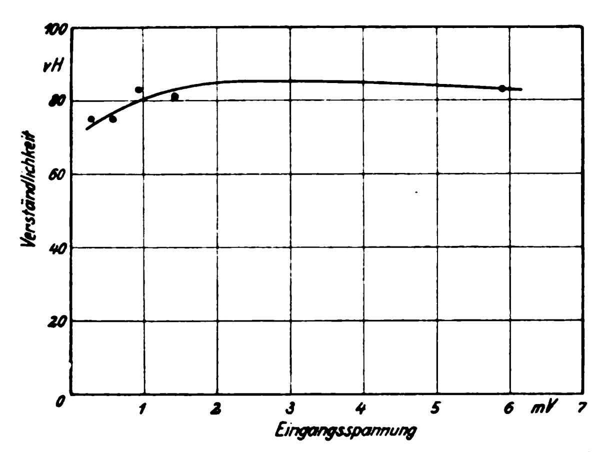


Abb. 11. Silbenverständlichkeit abhägnig von der Eingangsspannung. Empfänger (3)

lentaf. 10 und Abb. 11 dargestellt. Sie gelten nur für die benutzten Antennen bzw. Rückkopplungen. Dieser Rundfunkempfänger älteren Datums, der jetzt etwa einem Empfänger mittlerer Güte gleichwertig ist, gibt etwa dieselben Ergebnisse für die Silbenverständlichkeit wie die untersuchten Flugzeugempfänger.

IV. Zusammenfassung und Schluß

Daß die bekannte Methode der Silbenverständlichkeitsmessungen zur Prüfung akustischer Geräte auch auf drahtlose Empfänger mit Vorteil angewandt werden kann, wurde gezeigt. Insbesondere ist der Einfluß äußerer Geräusche untersucht worden, die in bewegten Fahrzeugen und Flugzeugen die Empfangsgüte sehr herabsetzen.

Als Ergebnisse kann man im einzelnen anführen:

1. Bei dem untersuchten, für Musikübertragung dimensionierten Niederfrequenzsystem ergibt sich eine maximale Silbenverständlichkeit von 96%. Innerhalb eines sehr weiten Spannungsbereiches für das Hörtelephon bleibt die Silbenverständlichkeit über 90%.

2. Bei Anwesenheit äußerer Geräusche sinkt das Maximum der Silbenverständlichkeit und rückt nach höheren Telephonspannungen.

3. Durch Benutzung von Hörkappen kann auch bei äußerem Geräusch die Silbenverständlichkeit stark heraufgesetzt werden.

4. Bei Telephonieempfang im Flugzeug ist für eine gewünschte Silbenverständlichkeit eine erheblich größere Feldstärke bzw. Eingangsspannung am Empfänger erforderlich als am Boden.

5. Bei den untersuchten drahtlosen Empfängern liegt das Maximum der Silbenverständlichkeit bei etwa 80% und sinkt erheblich bei Anwesenheit äußerer Geräusche.

6. Durch zusätzliche Niederfrequenzverstärkung wird bei Abwesenheit äußerer Geräusche die Silbenverständlichkeit erniedrigt, bei Anwesenheit äußerer Geräusche erhöht.

7. Bei sehr hohen Eingangsspannungen wird ein starkes Abfallen der Silbenverständlichkeit beobachtet.

Literaturverzeichnis

1. H. F. Mayer in Banneitz, Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie (Berlin 1927), 523.
2. H. Fletcher, The nature of speech and its interpretation. Journ. Frankl. Inst. (1922), 729.
3. H. F. Mayer, Verständlichkeitsmessungen an Telephonie-Übertragungssystemen. E.N.T. (1927), Heft 4.
4. J. Collard, Theoretische Studien über Artikulation und Verständlichkeit in Telephonkreisen. El. Communication **7** (1929), Heft 3.
5. G. v. Bekesy, Über den Einfluß der nichtlinearen Eisenverzerrungen auf die Güte und Verständlichkeit eines Telephonie-Überlagerungssystems. E.N.T. **5** (1928). Heft 6, S. 231.
6. Fassbender u. Krüger, Geräuschmessungen in Flugzeugen. Zeitschr. f. techn. Phys. **8** (1927), Nr. 7.
7. R. L. Wegel u. C. F. Lane, Phys. Rev. **23** (1924), 266.

(Eingegangen am 3. Oktober 1929)

Über die ultrakurzen elektrischen Wellen, die nach dem Barkhausenschen Schema erzeugt sein können

Von G. Potapenko, Moskau

Inhalt: Bei den Untersuchungen der Erzeugungsbedingungen von ultra-kurzen elektrischen Wellen wurde festgestellt, daß außer den Wellen der normalen Länge, die ungefähr der Barkhausenschen Formel entsprechen, können die Kathodenröhren auch bedeutend kürzere Wellen — „Zwergwellen" — generieren.

Zur Absonderung solcher Wellen wurde eine besondere Konstruktion von Kathodenröhren ausgearbeitet.

Die ultrakurzen elektromagnetischen Wellen wurden durch folgendes Schema erhalten (siehe Abb. 1).

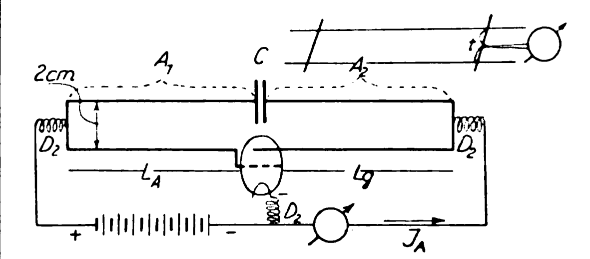


Abb. 1. Schaltschema der Kathodenröhre für die Erzeugung der ultrakurzen Wellen

R ist eine Kathodenröhre, A_1 und A_2 Gitter- und Anodenschwingungskreise, bei denen der Abstand der Drähte voneinander stets 2 cm war und deren Länge L_g und L_a man zwischen 5 und 75 cm variieren konnte. C ist ein Kondensator mit Kapazität von derselben Ordnung wie die innere Kapazität der Röhre R.

Das Gitterpotential E_g konnte man zwischen 0

und + 720 Volt variieren und das Anodenpotential E_a war stets 0 gegen den Glühfaden.

Die Intensität der Schwingungen bestimmte man in üblicher Weise durch die Stärke des Anodenstroms J_a und die Wellenlänge mittels Lechersystem.

Entsprechend der Arbeit von Barkhausen und Kurz[1]) muß zwischen der Wellenlänge λ, welche die Kathodenröhre in einem solchen Schema generiert, und dem positiven Potential des Gitters der Röhre die Beziehung existieren, welche durch folgende Formel ausgedrückt ist:

$$\lambda^2 E_g = \text{const.}, \qquad (1)$$

wo die Werte des const. im Falle $E_a = 0$ nur von geometrischen Dimensionen der Röhre abhängt.

Von vielen Forschern[2]) wurde gezeigt, daß neben den Schwingungen, deren Wellenlänge der Formel (1) verhältnismäßig gut entspricht, man auch öfters solche Schwingungen beobachten konnte, welche gar keine Übereinstimmung mit dieser Formel aufwiesen.

Dabei gelang es öfters Wellen zu erhalten, deren Länge bedeutend kürzer war als die zu erwartende.

Im ersten Stadium der Arbeit, welche der Verfasser vor zwei Jahren in dem Laboratorium des Professors Nernst im Physikalischen Institut der Berliner Universität ausführte[3]), wurde die Beziehung zwischen Intensität der Schwingungen (oder J_a) einerseits und zwischen E_g und Eigenfrequenz von Anoden- und Gitterkreis (oder L_a und L_g) andererseits, untersucht. Bei diesen ersten Versuchen waren die Längen L_a und L_g stets gleich.

Die Tabelle 1 stellt uns die oben genannte Beziehung für die russischen Röhren R 5 dar. Aus dieser Tabelle können wir sehen, daß die Schwingungen nur bei ganz bestimmten Werten L_a, L_g und E_g entstehen können.

Noch deutlicher können wir diese Schwingungsgebiete aus Abb. 2 ersehen.

Dies ist eine räumliche Darstellung von unserer ersten Tabelle — wir möchten sie ein Raumarbeitsdiagramm nennen.

Welche Wellenlänge haben wir dabei?

Wenn wir die Messungen für die verschiedenen Punkte des Diagramms ausführen, wo J_a maximale Werte hat und welche auf den Gipfeln der „Hügel" liegen, erhalten wir folgendes (siehe Tab. 2):

Aus Tab. 2 können wir ersehen, daß bei einigen Werten von L_a, L_g, E_g die Schwingungen solche Wellenlänge haben, daß $\lambda^2 E_g = 5{,}44 \cdot 10^5$ ist und bei anderen — die Wellenlänge kürzer ist und $\lambda^2 E_g = 1{,}99 \cdot 10^5$ ist.

[1]) H. Barkhausen u. K. Kurz, Phys. Zeitsch. **21** (1920), 1—6.

[2]) Literatur siehe bei K. Kohl, Ann. d. Phys. **85** (1928), 1—62 u. E. Hollmann, Jahrb. d. T. u. T. **33** (1929, Heft 1—3 (Zusammenfassender Bericht).

[3]) Vorgetragen in der Sitzung der Deutsch. phys. Gesellschaft am 29. Juli 1927.

Tabelle 1

E_g (Volt) R 5 $E_H = 3{,}75$ V. (const.)

E_g (Volt) \ $L_A = L_g$ (cm)	5	8	11	14	17	20	23	26	29	32	35	38	41	44	47	50	53	56	59	62	65	68	71	74
300	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
280	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
260	0	0,2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
240	0	0,5	1,2	0	0	0	0	0	0	0	1,8	1,3	0	0	0	0	0	0	0,2	0,1	1,2	0	0	0
220	0	0,3	2,0	2,6	0,9	0	0	0	0	0	0,4	2,6	2,2	1,2	0	0	0	0	0,2	0,2	2,6	2,3	1,7	0,8
200	0	0	0,4	3,5	2,6	1,7	0,6	0	0	0	0,2	3,2	3,1	2,8	2,1	1,1	0	0	0	0,1	2,9	3,2	3,0	2,8
180	0	0	0,1	4,0	3,7	3,2	2,4	1,1	0,1	0	0	0,5	3,2	3,4	3,2	2,8	2,0	1,6	0	0	0,2	0,5	3,5	3,7
160	0	0	0	2,3	4,1	3,9	3,6	2,8	1,7	0,1	0	0	0,4	2,1	3,7	3,7	3,2	3,1	2,1	0,4	0	0,1	0,5	3,9
140	0	0,2	0	0,3	2,3	3,6	4,1	4,0	3,5	2,3	0,7	0	0	0,1	0,5	2,4	3,9	3,9	3,6	3,3	2,3	1,7	0,6	0,5
120	0	0	0,9	0,1	0	0,4	2,1	4,1	4,1	3,8	2,8	1,5	0,2	0	0	0	0,5	2,0	3,8	4,0	3,7	3,4	2,8	2,2
100	0	0	0	1,4	1,6	0,1	0	1,8	3,6	4,2	4,0	3,4	2,3	1,4	0,4	0	0	0	1,9	2,0	3,8	3,9	3,9	3,8
80	0,7	0,2	0,3	0	0	0	0	0	0	2,8	4,0	4,0	3,7	3,2	2,3	1,6	0,9	0,5	0	0	0	0,1	3,3	3,8
60	1,8	1,2	0,7	0,3	0,2	0,1	0,1	0	0	0	0,8	0,1	0,4	3,4	3,2	3,0	2,5	2,1	1,5	1,3	0,9	0,5	0,3	0,2
40	1,6	1,0	0,6	0,6	0,6	0,5	0,4	0,3	0,1	0	0	0	0	0,1	0,2	0,2	2,0	1,8	1,6	1,4	1,3	1,2	1,1	1,0
20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

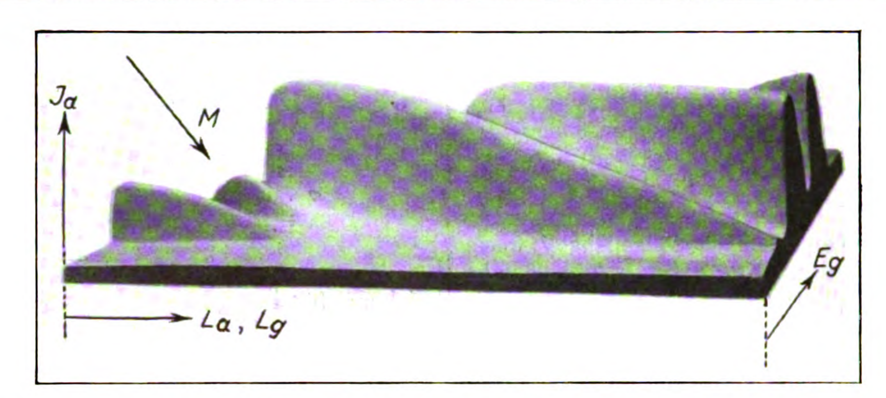


Abb. 2. Raumarbeitsdiagramm für russische Röhre RS. Der „Hügel“ M entspricht den „Zwergwellen“ 1. Ordnung

Tabelle 2

R 5 $E_H = 3{,}75$ V. (const.)

E_g V.	$L_A = L_g$ cm	λ cm	$\lambda^2 E_g$	E_g V.	$L_A = L_g$ cm	λ cm	$\lambda^2 E_g$
40	65	114,0	$5{,}20 \cdot 10^5$	82	21	48,9	$1{,}96 \cdot 10^5$
50	5	109,0	$5{,}94 \cdot 10^5$	95	19	46,2	$2{,}09 \cdot 10^5$
80	40	80,0	$5{,}12 \cdot 10^5$	100	17	44,9	$2{,}01 \cdot 10^5$
100	71	74,4	$5{,}53 \cdot 10^5$	110	11	42,1	$1{,}95 \cdot 10^5$
120	30	66,0	$5{,}23 \cdot 10^5$	120	9	40,9	$2{,}01 \cdot 10^5$
120	62	68,8	$5{,}68 \cdot 10^5$			Mittel	$1{,}99 \cdot 10^5$
140	53	61,5	$5{,}29 \cdot 10^5$				
150	50	59,7	$5{,}34 \cdot 10^5$				
160	20	60,4	$5{,}84 \cdot 10^5$				
160	74	56,9	$5{,}18 \cdot 10^5$				
180	41	54,2	$5{,}29 \cdot 10^5$				
200	65	52,5	$5{,}51 \cdot 10^5$				
210	11	51,6	$5{,}59 \cdot 10^5$				
		Mittel	$5{,}44 \cdot 10^5$				

Da die Barkhausensche Formel $\lambda^2 E_g \cong 5 \cdot 10^5$ gibt, so möchten wir die ersten Wellen normale Wellen und die zweiten aber Zwergwellen benennen.[4])

[4]) Wenn man Messungen der Wellenlängen für solche Punkte des Diagramms, die nicht auf den Gipfeln der Hügel liegen, ausführt, so unterscheiden sich die Werte des Produktes $\lambda^2 E_g$ von seinen mittleren Werten, die in der Tab. 2 gegeben sind. Jedoch ist dieser Unterschied (siehe Tab. 3) nicht so groß, wie wir ihn beim Übergang von den normalen Wellen zu den Zwergwellen haben.

Tabelle 3

R 5 $E_H = 3{,}75$ V. (const.)

$L_A = L_g = 50$ cm				$E_g = 150$ Volt			
E_g Volt	J_A mA	λ cm	$\lambda^2 E_g$	L_A, L_g cm	J_A mA	λ cm	$\lambda^2 E_g$
130	0,2	61,4	$4{,}90 \cdot 10^5$	45	1,3	57,6	$4{,}98 \cdot 10^5$
150	3,9	59,7	$5{,}34 \cdot 10^5$	50	3,9	59,7	$5{,}34 \cdot 10^5$
165	3,5	59,2	$5{,}77 \cdot 10^5$	55	3,7	62,0	$5{,}77 \cdot 10^5$
185	2,3	58,8	$6{,}39 \cdot 10^5$	60	2,5	64,0	$6{,}14 \cdot 10^5$
205	0,6	57,6	$6{,}80 \cdot 10^5$	65	0,3	66,8	$6{,}69 \cdot 10^5$

Wo liegen nun die Punkte, die Zwergwellen liefern könnten? Nach dem Vergleich mit der Abbildung 2 könnten wir sagen, daß die Zwergwellen dem kleinen Gebiet M entsprechen.

Alle anderen Schwingungsgebiete geben die normalen Wellen.

Die Untersuchungen von anderen Kathodenröhren gaben ganz analoge Resultate. Die Tab. 4 stellt z. B. die Resultate der Messungen für eine deutsche Röhre, Typus TKD 49, dar.

Hier haben wir drei Arten von Punkten, für die eine $\lambda^2 E_g = 11{,}36 \cdot 10^5$ — dieses sind die Normalwellen; für die anderen Punkte $\lambda^2 E_g = 4{,}11 \cdot 10^5$ — dieses sind folglich Zwergwellen und zuletzt für die dritte Art $\lambda^2 E_g = 1{,}07 \cdot 10^7$ — die Zwergwellen zweiter Ordnung.

Tabelle 4

TKD 49 $E_H = 4{,}00$ V. (const.)

E_g V.	$L_A = L_g$ cm	λ cm	$\lambda^2 E_g$	E_g V.	$L_A = L_g$ cm	λ cm	$\lambda^2 E_g$	E_g V.	$L_A = L_g$ cm	λ cm	$\lambda^2 E_g$
125	50	96,2	$11{,}54 \cdot 10^5$	190	20	48,0	$4{,}38 \cdot 10^5$	340	15	18,2	$1{,}12 \cdot 10^5$
170	40	82,0	$11{,}44 \cdot 10^5$	240	52	40,4	$3{,}82 \cdot 10^5$	350	13	17,4	$1{,}06 \cdot 10^5$
200	74	75,4	$11{,}41 \cdot 10^5$	260	11	38,8	$3{,}91 \cdot 10^5$	370	70,5	17,3	$1{,}11 \cdot 10^5$
230	69	70,4	$11{,}37 \cdot 10^5$	270	19	40,2	$4{,}36 \cdot 10^5$	370	45	16,8	$1{,}04 \cdot 10^5$
280	62	65,2	$11{,}90 \cdot 10^5$	330	7	35,2	$4{,}09 \cdot 10^5$	370	36	17,2	$1{,}09 \cdot 10^5$
290	27	62,8	$11{,}44 \cdot 10^5$	345	40	34,0	$4{,}00 \cdot 10^5$	380	10	16,2	$1{,}00 \cdot 10^5$
330	53	58,5	$11{,}25 \cdot 10^5$	370	39	33,6	$4{,}18 \cdot 10^5$			Mittel	$1{,}07 \cdot 10^5$
350	75	55,7	$10{,}86 \cdot 10^5$	380	72	33,0	$4{,}13 \cdot 10^5$				
360	48	55,7	$11{,}17 \cdot 10^5$	430	5	31,0	$4{,}13 \cdot 10^5$				
370	21	55,5	$11{,}36 \cdot 10^5$			Mittel	$4{,}11 \cdot 10^5$				
420	68	51,6	$11{,}27 \cdot 10^5$								
		Mittel	$11{,}36 \cdot 10^5$								

Um Zeit zu ersparen, wollen wir von der Wiedergabe der anderen Diagramme und Tabellen absehen und nur darauf hinweisen, daß es uns bei den Untersuchungen der Raumarbeitsdiagramme einer großen Anzahl von Kathodenröhren gelungen ist, mit russischen Röhren R 5 die Wellen von ungefähr 10 cm Länge und mit deutschen Röhren TKD 49 Wellen von etwa 3,5 cm Länge zu erhalten.

Wir gehen jetzt zu der Kernfrage über: In was liegt die Ursache des Auftretens dieser Zwergwellen?

Um auf diese Frage zu antworten, müssen wir die Aufgabe über die Bewegung der Elektronen im Innern der Kathodenröhre betrachten.

Die Kathodenröhre gehört zu den Schwingungskreisen A_1 und A_2, also: bei Anwesenheit der Schwingungen müssen wir annehmen, daß die Elektronenbewegung in einem veränderlichen Felde stattfindet.

Der Charakter dieses Feldes ist bestimmt durch das auf dem Gitter gelegene positive Potential sowie auch durch die veränderlichen Potentiale, welche auf den Elektroden der Kathodenröhre vorhanden sein können.

Solche Aufgabe war für einen speziellen Fall von Kapzov aufgelöst.[5])

Bei der Integration der Elektronenbewegungsgleichungen unter der Annahme, daß die Eigenperiode des Schwingungskreises T_0 gleich $2\,t_0 = \tau$, wo t_0 Elektronenlaufzeit vom Glühfaden zum Anode ist, fand er, daß einige Elektronen, nämlich diese, die den Glühfaden zwischen den Zeiten $\omega t \cong \pm 70^0$ verlassen, mehrmals um das Gitter herumpendeln können; alle anderen Elektronen erreichen die Anode und bleiben dort fest sitzen.

[5]) N. Kapzov, Zeitschr. f. Phys. **49** (1928), 395—427.

Folglich, wenn im Innern einer Kathodenröhre ein veränderliches Feld existiert, können nicht alle Elektronen mechanisches Hin- und Herpendeln durch das Gitter ausführen, sondern nur diejenigen, welche in genau bestimmten Momenten den Glühfaden verlassen.

Dieser Umstand bringt eine gewisse Ordnung in die Elektronenbewegung und bedeutet demnach die Hauptursache, welche die Schwingungen des Kreises unterstützt. — Nun fragt es sich: können auch Schwingungen bei anderen Beziehungen zwischen τ und T existieren?

Nach meiner Anregung hat Herr Dr. G. Kreitzer in Moskau die numerische Integration der Elektronenbewegungsgleichungen nach der Runge-Kuttaschen Methode durchgeführt[6]) unter der Annahme, daß der Schwingungskreis die Periode hat:

$$T' = \frac{\tau}{2},$$

$$T'' = \frac{\tau}{3},$$

$$T''' = \frac{\tau}{4} \text{ usw.}$$

Die Resultate dieser Berechnungen sind durch die Abbildungen 3—6 dargestellt.

Die dickeren Kurven geben die Trajektorien der Elektronen und die dünneren — die Geschwindigkeitswerte (in willkürlichen Einheiten) an. Die Zahlen an der Abszissenachse geben die Zeit in Sekunden an.

[6]) Für den Fall einer Röhre: $r_f = 0{,}006$ cm, $r_g = 0{,}31$ cm, $r_a = 0{,}8$ cm, $E_a = 0$, $E_g = 100$ Volt, $(E_a)_{\text{ampl.}} = (E_g)_{\text{ampl.}} = 10$ Volt.

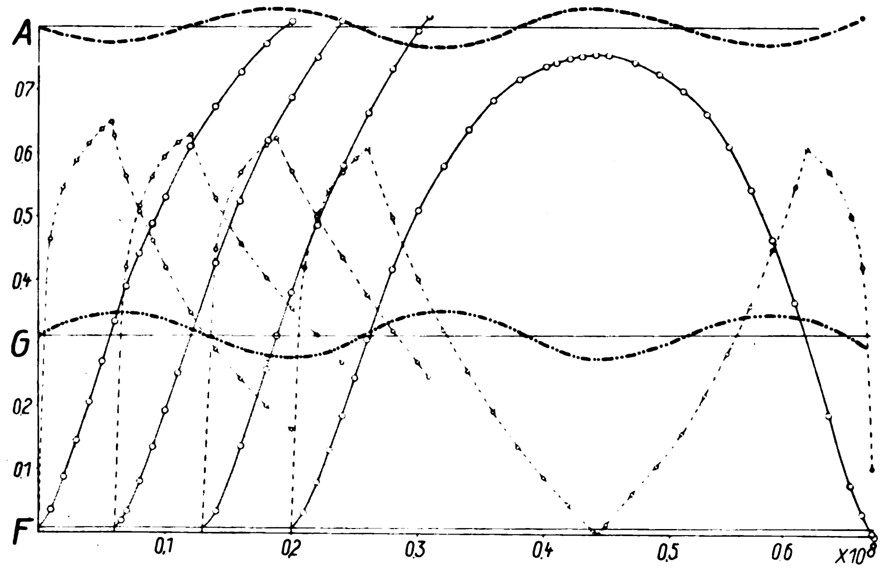


Abb. 3. Trajektorien und Geschwindigkeiten der Elektronen für den Fall $T' = \frac{\tau}{2}$

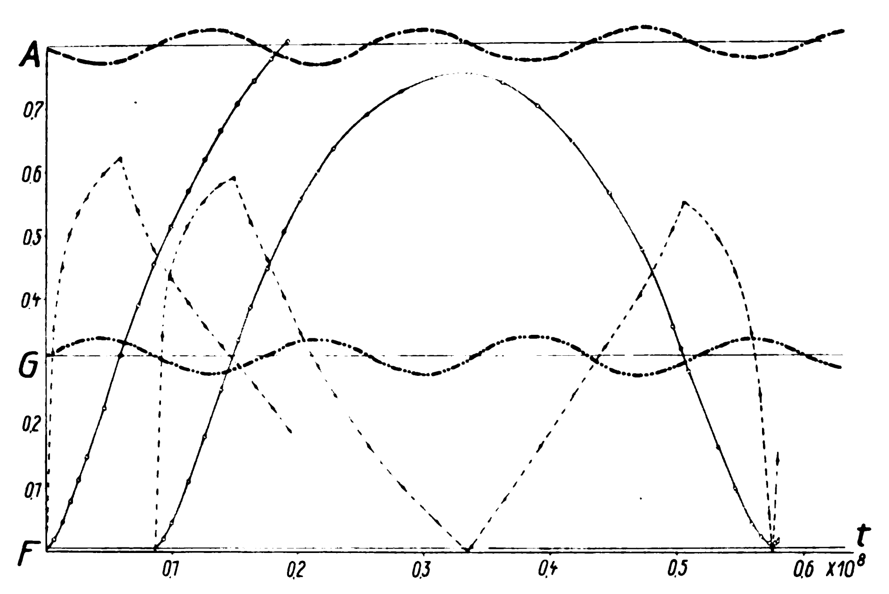


Abb. 4. Trajektorien und Geschwindigkeiten der Elektronen für den Fall $T'' = \frac{\tau}{3}$

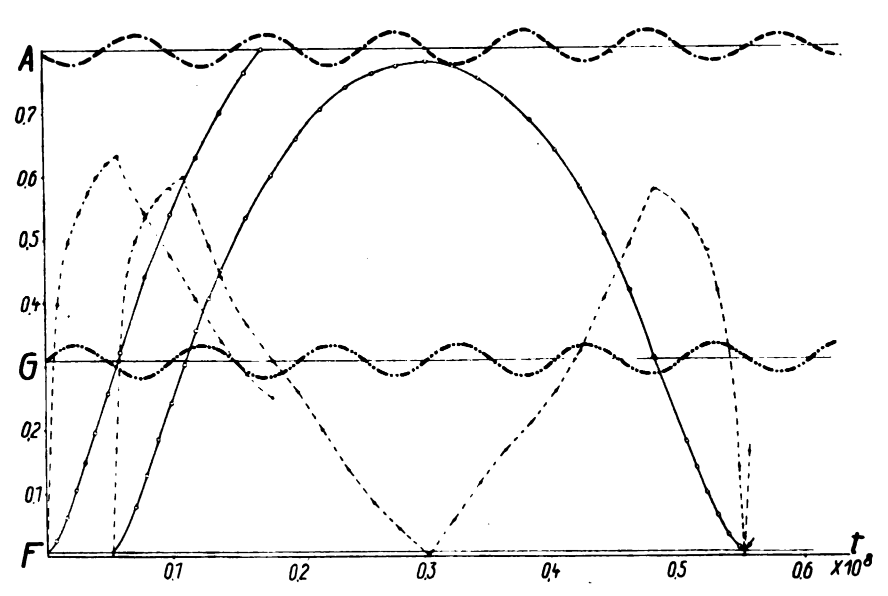


Abb. 5. Trajektorien und Geschwindigkeiten der Elektronen für den Fall $T''' = \frac{\tau}{4}$

Die Kurven der Abb. 3—6 zeigen deutlich, daß bei ein und demselben τ und also bei ein und derselben Gitterspannung E_g im Schwingungskreis die Schwingungen nicht nur mit der Periode $T_0 = \tau$ vorhanden sein können, sondern auch Schwingungen mit den Perioden

$$T' = \frac{\tau}{2},$$

$$T'' = \frac{\tau}{3} \text{ usw.}$$

Die Schwingungen mit der Periode T_0 betrachtet die Barkhausensche Theorie und wir möchten sie daher die normalen Barkhausenschen Schwingungen nennen. Die Schwingungen mit den Perioden T', T'', T''' usw. erweisen sich dann als nichts anderes als unsere Zwergwellen, entsprechend erster Ordnung, zweiter Ordnung usw.

Betrachten wir nun die Übereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung.

Am einfachsten ist es, wenn wir nicht die Wellenlängen, sondern die Produkte $\lambda^2 E_g$ miteinander vergleichen werden.

Es ist natürlich klar, daß, wenn den normalen

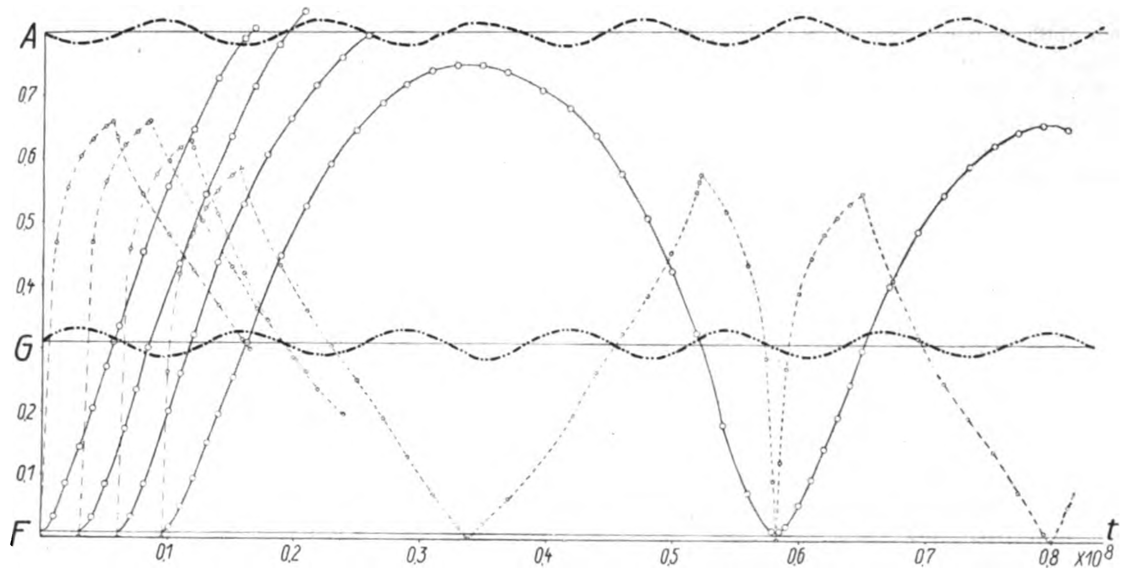


Abb. 6. Trajektorien und Geschwindigkeiten der Elektronen für den Fall $T'''' = \frac{\tau}{5}$

Barkhausenschen Schwingungen irgendeine Größe C_0 dieses Produktes $\lambda^2 E_g$ entspricht, dann müssen die Zwergwellen haben:

Zwergwellen 1. Ordn. $\lambda^2 E_g = C' = \frac{C_0}{4}$,

„ 2. „ $\lambda^2 E_g = C'' = \frac{C_0}{9}$,

„ 3. „ $\lambda^2 E_g = C''' = \frac{C_0}{16}$ usw.

In der Tab. 5 sind die berechneten Größen (C') ber. (C'') ber. usw. und die beobachteten Größen (C') beob., (C'') beob. usw. zusammengestellt.

Tabelle 5

Röhre	Ber.	Beob.
R 5 (A) $(C_0)_{\text{beob.}} = 5{,}00 \cdot 10^5$	$C' = 1{,}25 \cdot 10^5$	$= 1{,}75 \cdot 10^5$
	$C'' = 0{,}56 \cdot 10^5$	$= 0{,}56 \cdot 10^5$
	$C''' = 0{,}31 \cdot 10^5$	$= 0{,}34 \cdot 10^5$
	$C'''' = 0{,}20 \cdot 10^5$	$= 0{,}22 \cdot 10^5$
R 5 (B) $(C_0)_{\text{beob.}} = 5{,}75 \cdot 10^5$	$C' = 1{,}44 \cdot 10^5$	$= 2{,}04 \cdot 10^5$
	$C'' = 0{,}64 \cdot 10^5$	$= 0{,}66 \cdot 10^5$
	$C''' = 0{,}36 \cdot 10^5$	$= 0{,}40 \cdot 10^5$
	$C'''' = 0{,}27 \cdot 10^5$	$= 0{,}24 \cdot 10^5$
Philips E $(C_0)_{\text{beob.}} = 8{,}99 \cdot 10^5$	$C' = 2{,}25 \cdot 10^5$	$= 2{,}69 \cdot 10^5$
TKD 49 $(C_0)_{\text{beob.}} = 11{,}36 \cdot 10^5$	$C' = 2{,}84 \cdot 10^5$	$= 4{,}11 \cdot 10^5$
	$C'' = 1{,}26 \cdot 10^5$	$= 1{,}07 \cdot 11$
	. . . .	. . . .
	. . . .	. . . .
	$C^{26} = 0{,}016 \cdot 10^5$	
	$C^{27} = 0{,}015 \cdot 10^5$	$= 0{,}015 \cdot 10^5$
	$C^{28} = 0{,}014 \cdot 10^5$	

Betrachten wir den annähernden Charakter der Berechnungen und wir müssen sagen, daß die Übereinstimmung zwischen beiden Reihen Ziffern eine verhältnismäßig gute ist und ihr systematisches Auseinandergehen nur zwischen den Größen $\lambda^2 E_g$ für Zwergwellen 1. Ordnung besteht. Dieses Auseinandergehen hat für alle Kathodenröhren annähernd ein und dieselbe Größe (siehe Tab. 6).

Tabelle 6

Röhre	$\frac{(C')\ \text{beob.}}{(C')\ \text{ber.}}$
R. 5 (A.)	1,40
R. 5 (B.)	1,42
Philips E.	1,20
TKD 49	1,45

Daß in dem Falle Zwergwellen 1. Ordnung ein Auseinandergehen vorkommen kann, können wir bei Vergleichung der Kurven der Abb. 3—4 leicht erkennen. Wir sehen, daß in allen Fällen das Elektron eine große Anzahl von Schwingungen um das Gitter vollführen kann, aber bei $T' = \tau/2$ fliegt es nur zweimal durch das Gitter, um sich endgültig auf dem Glühfaden niederzulassen. Dabei fliegt das Elektron zu dem Glühfaden etwas früher als in allen anderen Fällen.

Dadurch ist es klar, daß wir zur Erhaltung größerer Übereinstimmung zwischen $(C')_{\text{ber.}}$ und $(C')_{\text{beob.}}$ in Zukunft in die Berechnungen gewisse Verbesserungen bringen müssen.

Was die Energie der Zwergwellen anbelangt, so müssen wir sagen, daß beim Übergang von Zwergwellen irgendeiner Ordnung zu den Zwergwellen nächster Ordnung die Energie der Schwingungen

sich im allgemeinen vermindert. Jedoch nach vielen mißlungenen Versuchen war eine solche Konstruktion von Kathodenröhren ausgearbeitet, welche die Möglichkeit gab, die Energie irgendeiner Zwergwelle um einige Male zu vergrößern, bei der gleichzeitigen Verminderung der Energie der Zwergwellen anderer Ordnungen.

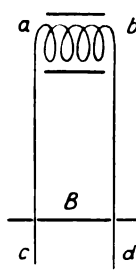


Abb. 7. Schema einer Röhre mit einem inneren veränderlichen Schwingungskreis

In der Kathodenröhre dieser Konstruktion gehen die Enden *a c* und *b d* der Spirale, welche das Gitter der Röhre bildet (siehe Abb. 7), parallel nebeneinander und schließen sich kurz mittels der Brücke *B*, welche sich leicht ihnen entlang bewegen kann.

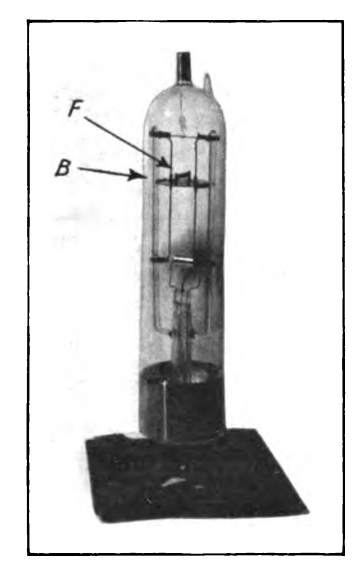


Abb. 8. Kathodenröhre mit innerem Schwingungskreis, dessen eigene Wellenlänge verändert sich bei der Verschiebung der „Brücke" *B*

Die Brücke besteht aus zwei Halbkreisen, die sich mit Hilfe der Feder *F* (siehe Abb. 8) fest nebeneinander halten.

Durch leichtes Beklopfen der Röhre verschiebt sich die Brücke sehr leicht und weil sie sich in gutem Vakuum befindet, hat sie mit den Drähten stets zuverlässigen Kontakt.

Bei der Verschiebung der Brücke verändert sich die Eigenperiode des Kreises *a b c d*. Dabei verändert sich auch die Verteilung der Energie zwischen den Zwergwellen verschiedener Ordnung, so daß die Zwergwellen jeder bestimmten Ordnung verhältnismäßig leicht voneinander abgesondert werden können.

Zusammenfassung

Für die Untersuchungen der Arbeit der Kathodenröhren als Generatoren der ultra-kurzen elektrischen Wellen wurde eine Methode ausgearbeitet, die in der Untersuchung der besonderen Raumarbeitsdiagrammen besteht, die einen Zusammenhang zwischen der Intensität der Wellen, der Periode des äußeren Schwingungskreises und dem Gitterpotential bilden.

Bei den Untersuchungen der Raumarbeitsdiagrammen der verschiedenen Röhren wurde festgestellt, daß außer den Wellen der normalen Länge, die ungefähr der Barkhausenschen Formel $\lambda^2 E_g = \text{const.}$ entsprechen, können die Röhren auch „Zwergwellen" generieren, deren Länge 2, 3, 4 usw. Mal kürzer sind, als es nach der Barkhausenschen Formel erwartet wurde.

In dieser Weise wurden mit russischen Röhren RS Wellen bis 10 cm Länge und mit deutschen Röhren TKD 49 Wellen bis 3,5 cm Länge erzeugt.

Das Auftreten der „Zwergwellen" ist dadurch zu erklären, daß die Elektronenschwingungen, die mit irgendeiner Periode τ um das Gitter stattfinden, müssen in den entsprechenden Schwingungskreisen nicht nur die Schwingungen mit der Periode $T = \tau$ (Barkhausensche Theorie) sondern auch diejenigen mit den Perioden $T' = \frac{\tau}{2}$, $T'' = \frac{\tau}{3}$, $T''' = \frac{\tau}{4}$ usw. unterstützen.

Zur Absonderung der „Zwergwellen" wurde eine besondere Konstruktion von Kathodenröhren ausgearbeitet mit einem ins Innere der Röhre befindlichen Schwingungskreis, dessen eigene Wellenlänge leicht verändert sein konnte.

(Eingegangen am 5. Oktober 1929)

Zur Frage des Wirkungsgrades elektrodynamischer Lautsprecher

Von Hans Neumann, Berlin-Siemensstadt

Inhalt: Die Abhängigkeit des elektroakustischen Wirkungsgrades von den vier Faktoren: Membranfläche, Membranmasse, Leitermaterial und magnetische Energie wird diskutiert und ein Weg wird angegeben, um durch Erzeugung starker Magnetfelder zu hohen Wirkungsgraden zu kommen.

Die Erzeugung sehr großer Schalleistungen mit Hilfe von Lautsprechern kann bekanntlich auf zweierlei Weise geschehen: Einmal kann sie dadurch erfolgen, daß man durch genügende Verstärkung der Sprechströme die elektrische Energiezufuhr zum

Lautsprecher erhöht und zweitens kann man den Wirkungsgrad des Lautsprechers selber steigern.

Der ersten Möglichkeit ist durch den Aufwand, den man an Verstärkerröhren treiben kann oder will, eine technische bzw. eine wirtschaftliche Grenze gesetzt.

Der zweite Weg ist daher im allgemeinen vorzuziehen, zumal hier weder die technischen Möglichkeiten erschöpft sind, noch die wirtschaftliche Grenze erreicht ist.

Will man nun einen Lautsprecher mit mehrfach höherem Wirkungsgrad bauen, so darf dies natürlich nicht durch einseitige Bevorzugung einzelner Frequenzgebiete geschehen, die Erhöhung des Wirkungsgrades darf also nicht durch eine Einbuße an Qualität erkauft werden. Man wird vielmehr danach streben müssen, die Qualität zum mindesten beizubehalten, wenn nicht zu verbessern.

Da eine gleichmäßig angetriebene Membran mit vorherrschender Massenhemmung, wie wir sie in der Rayleighschen Kolbenmembran vor uns haben, eine weitgehend frequenzunabhängige Charakteristik besitzt, so wollen wir untersuchen, durch welche Mittel sich der Wirkungsgrad eines derartigen Lautsprechers steigern läßt.

Nach den grundlegenden Arbeiten von Hans Riegger[1]) kann der elektroakustische Wirkungsgrad (das Verhältnis von Schalleistung zu elektrischer Leistung) mit einer zur Beurteilung der meisten praktischen Fälle ausreichenden Genauigkeit dargestellt werden durch den Ausdruck

$$\eta = \frac{C \cdot H^2 \cdot l^2 \cdot r^4}{w \cdot (m_m + m_l + m_L)^2}, \qquad (1)$$

wo H die magnetische Feldstärke (= Induktion) im Luftspalt, l die Leiterlänge im Feld, r den Radius des mit der Membran flächengleichen Kreises, w den elektrischen Widerstand, m_m die Masse der Membran, m_l die Masse des bzw. der Leiter, m_L die mitschwingende Luftmasse und C eine Konstante bedeutet, die verschiedene physikalische Größen (Schallgeschwindigkeit, Luftdichte usw.) enthält. Diese Formel wollen wir nun etwas näher diskutieren.

Die mitschwingende Luftmasse m_L ist nach den Untersuchungen von Riegger eine Funktion der Frequenz, und zwar nimmt sie und damit auch die Gesamtmasse der Membran, mit der Frequenz ab. Dieser Einfluß kommt jedoch nur für sehr leichte Membranen merklich in Betracht, so daß wir ihn hier vernachlässigen wollen. Die Formel gilt ferner nur für relativ kleine Wirkungsgrade, mit denen wir es in der Elektroakustik meist zu tun haben; denn andernfalls könnte man z. B. den Wirkungsgrad durch Vergrößerung von H, l oder r beliebig hoch, also auf über 100% bringen. Es liegt dies daran, daß bei der genauen Formel Glieder mit H^2 und r^4 auch im Nenner auftreten, die ein unendliches Anwachsen des Wirkungsgrades verhindern.

Wir wollen also im folgenden eine bestimmte Frequenzkurve als gegeben annehmen und nur untersuchen, in welchem Umfange sich das allgemeine Niveau dieser Kurve heben läßt.

Die obige Formel von Riegger können wir nun in eine bequemere Form bringen, indem wir den elektrischen Widerstand w darstellen durch $w = \sigma \cdot l/q$, wo q den Querschnitt, l die Länge des Leiters und σ den spezifischen Widerstand des Leitermaterials bedeutet. Der Wirkungsgrad wird dann

$$\eta = \frac{C \cdot H^2 \cdot l \cdot q \cdot r^4}{\sigma [m_m + m_l]^2}. \qquad (2)$$

Hierin ist $H^2 \cdot l \cdot q = H^2 \cdot v_l$ gleich der magnetischen Energie A_l, die sich im Leitervolumen v_l befindet (abgesehen von dem hier fortgelassenen Proportionalitätsfaktor $^1/_8\,\pi$, den man mit in die Konstante C einbeziehen kann). Setzt man noch statt r^4 das dieser Größe proportionale Quadrat der Membranfläche mit F^2 in die Formel ein, so wird der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{C \cdot H^2 \cdot v_l \cdot F^2}{\sigma \cdot [v_l \cdot s + m_m]^2}, \qquad (3)$$

da die Leitermasse $m_l = v_l \cdot s$ (s = spez. Gewicht), und wenn noch $m_m + m_l = m$ gesetzt wird:

$$\eta = C \cdot \frac{A_l \cdot F^2}{\sigma \cdot m^2} = C \cdot \frac{A_l}{\sigma \cdot (m/F)^2}, \qquad (4)$$

wo m/F die Masse der Flächeneinheit der Membran bedeutet. Der elektroakustische Wirkungsgrad ist also proportional der — beim Einschalten des Stromes — im Leitervolumen aufgespeicherten magnetischen Energie A_l, dem Quadrat der Membranfläche, umgekehrt proportional dem spezifischen Widerstand des Leitermaterials und dem Quadrat der Membranmasse. Der Wirkungsgrad ist mithin durch die vier physikalisch leicht zu messenden Größen: Membranfläche, Membranmasse, spezifischen Widerstand des Leitermaterials und magnetische Energie im Leitervolumen völlig definiert. Ausgehend von einem gegebenen Lautsprecher bestimmter Dimensionierung wollen wir jetzt den Einfluß der einzelnen vier Faktoren auf den Wirkungsgrad näher diskutieren.

1. Membranfläche: Die Erhöhung des Wirkungsgrades kann erfolgen durch Vergrößerung der ganzen Anordnung, das heißt der Membranfläche F nebst den zugehörigen Leitern (aber ohne an der Leiterverteilung auf der Membran etwas zu ändern), so daß das Verhältnis m/F konstant bleibt. Denn einer Verdoppelung der Fläche F entspricht selbstverständlich auch ein doppeltes Membrangewicht m. Die Feldstärke H im Ausdruck $A_l = H^2 \cdot v_l$ wollen

[1]) Wissenschaftl. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern 3, 2. H. (1924), 67.

wir als gegeben annehmen. Es ändert sich dann nur noch die magnetische Energie des Leiters $A_l = H^2 \cdot v_l$, also in unserem Falle, da ja H konstant gehalten werden soll, nur das Leitervolumen v_l, und zwar proportional der Membranfläche F. Bei permanenten Magneten würde das eine Vergrößerung des Magnetgewichts bedingen und bei Elektromagneten eine Erhöhung der Erregerleistung. Dieser Weg zur Erhöhung des Wirkungsgrades durch Vergrößerung der strahlenden Membranfläche ist bereits mit Erfolg beschritten worden, wie die Versuche mit Großblatthallern und anderen Großflächenlautsprechern bewiesen haben.[2]) Einer beliebigen Vergrößerung der Membranfläche ist jedoch aus akustischen Gründen eine Grenze gesetzt, die nach Untersuchungen von Trendelenburg[3]) und Backhaus durch die zulässige Größe der Richtwirkung im äußeren Sachallfeld gegeben ist. Oberhalb dieser Grenze wird also der Lautsprecherkonstrukteur mit anderen Mitteln die Schalleistung steigern und statt der Fläche die Amplituden vergrößern müssen.

2. Membranmasse: Eine Möglichkeit nach dieser Richtung bietet sich, wenn man das Verhältnis von m/F möglichst klein macht. Das führt zur Verwendung von leichteren oder dünneren Membranen. Auch diese Möglichkeit wird von der Technik schon weitgehend ausgenutzt, jedoch tritt mit fortschreitender Reduzierung der Membranmasse bald die Schwierigkeit der ungenügenden Stabilität auf; es entstehen leicht Eigenschwingungen der Membran mit ihren bekannten Klangverzerrungen, so daß die eingangs aufgestellte Forderung nach Beibehaltung der Wiedergabequalität bei Erhöhung des Wirkungsgrades nicht mehr erfüllt ist. Ähnlich wirkt eine zu weit gehende Verringerung der Leiteranzahl pro Flächeneinheit.

3. Leitermaterial: Eine dritte Möglichkeit zur Erzielung hohen Wirkungsgrades besteht in der Verwendung des geeignetsten Leiters, und zwar a) hinsichtlich Dimensionierung und b) Material. Aus Formel (3) folgt, daß bei gegebenem F, H und m_m der Ausdruck $v_l/\sigma\,[v_l \cdot s + m_m]^2$ zu einem Maximum gemacht werden muß.

a) Ist das Leitermaterial gegeben, so sind damit außer m_m auch der spez. Widerstand σ und das spez. Gewicht s bekannt. Der Ausdruck für den [relativen] Wirkungsgrad wird nun ein Maximum, wenn $v_l \cdot s = m_l = m_m$ wird. Bei gegebener Länge und Höhe des bzw. der Leiter ist somit auch deren optimale Dicke bestimmt.

b) Der Wirkungsgrad hängt ferner noch von der Wahl des Leitermaterials (σ, s) ab.

Die Maxima der relativen Wirkungsgrade (für ein Membrangewicht von $m_m = 10$ g) betragen für Fe = 0,36, Cu = 1,56, Al = 2,9, Mg = 3,5. Magnesium besitzt also den höchsten und Eisen den kleinsten Wirkungsgrad. Magnesium scheidet jedoch wegen seiner schwierigen Bearbeitung und chemischen Unbeständigkeit aus; bei Eisen liegen die Verhältnisse zwar insofern etwas günstiger, weil durch Einfügung von Eisen in den Luftspalt die Feldstärke erhöht bzw. die Erregerleistung erniedrigt wird. Dieser Vorteil ist jedoch nicht so groß, daß dadurch der Einfluß der größeren Masse kompensiert wird, so daß die Verwendung von Eisenleitern, ganz abgesehen von ihrer schwierigen Justierung in starken Magnetfedern, nicht zu empfehlen ist. Die Verhältnisse für Kupfer und Aluminium sind in Abb. 1 dargestellt, in der bei verschiedenen

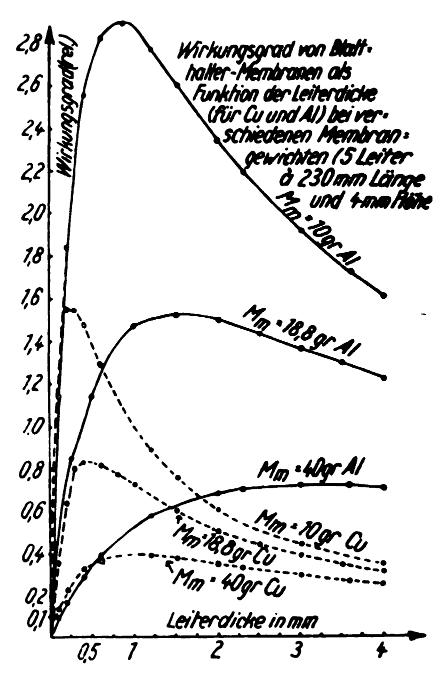


Abb. 1. **Wirkungsgrad als Funktion der Leiterdicke**

Membrangewichten (10, 18,8 und 40 g) der Wirkungsgrad als Funktion der Leiterdicke (für 5 Leiter von je 230 mm Länge und 4 mm Höhe) aufgetragen ist. Man sieht, daß das Maximum des Wirkungsgrades für Al 1,85 mal so groß ist als für Kupfer und daß mit wachsender Membranmasse sich das Maximum nach größeren Leiterdicken hin verschiebt. Für die Auswahl des zweckmäßigsten Leitermaterials, das theoretisch das Al ist, spielen jedoch noch fabrikationstechnische und wirtschaftliche Fragen eine Rolle.

Ist z. B. die Breite des Luftspaltes aus irgendwelchen Gründen gegeben, so sieht man, daß für kleine Luftspalte und Leiterdicken Kupferleiter höheren Wirkungsgrad haben als Al-Leiter. Aber auch das Maximum des Wirkungsgrades für Alu-

[2]) H. Riegger, Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 577; H. Vogt, Forschungen u. Fortschritte **3**, 135; F. Trendelenburg, ETZ. 1927, S. 1685.

[3]) Zeitschr. f. techn. Phys. 1926, S. 630; Jahrb. d. drahtl. Tel. **32** (1928), H. 1—6.

minium wird sich praktisch nicht immer ausnutzen lassen, denn die Leiterdicken für Aluminium sind im Falle des maximalen Wirkungsgrades, wie aus Abb. 1 sowie aus dem Verhältnis der spez. Gewichte von Cu und Al folgt, 3,3mal so groß als für Cu. Das bedingt für Al, besonders bei schwereren Membranen, sehr große Leiterdicken und damit auch Luftspalte, die wiederum zur Erzeugung des Feldes stärkere Erregerleistungen benötigen. In solchen Fällen wird es meist vorteilhafter sein, den Wirkungsgrad statt durch Verwendung dicker Al-Leiter durch Vergrößerung des ganzen Lautsprechers unter Benutzung von Cu-Leitern zu erhöhen (vgl. unter 1., S. 550).

So beträgt beispielsweise für den obenerwähnten Fall bei einer Membranmasse von $m_m = 40$ g die optimale Leiterdicke für Cu 1 mm, für Al 3 mm. Es würde also in diesem Falle eine Erhöhung des Wirkungsgrades auf das 1,85fache durch eine Vermehrung der AW auf etwa das 3fache, d. h. eine Steigerung der Erregerleistung auf das 9fache erkauft werden, während bei der gleichen 9fachen Erregerleistung (aber infolge Vergrößerung der Fläche auf das 9fache) auch der 9fache Wirkungsgrad resultieren würde. Doch würde im letzteren Falle das Gewicht und der Preis des Lautsprechers entsprechend erhöht werden. Auf diese Verhältnisse sowie auf die Frage einer anderen Querschnittsform des Leiters (Verhältnis von Breite zu Dicke), bei der noch andere Faktoren zu berücksichtigen sind (die für die Leiterbewegung notwendigen Toleranzen, der Füllfaktor der Wicklung, die Änderung der erforderlichen AW und der Erregerleistung, die durch den Bereich konstanter Feldstärke begrenzte Amplitudengröße usw.) näher einzugehen, würde hier zu weit führen.

4. Magnetische Energie: Die vierte Möglichkeit zur Erhöhung des Wirkungsgrades besteht endlich darin, die magnetische Energie $H^2 \cdot v_l$ zu steigern, aber diesmal nicht durch Vergrößerung von v_l und der Membranfläche unter Beibehaltung von H, wie oben ausgeführt, sondern jetzt umgekehrt durch Vergrößerung von H unter Konstanthalten von v_l und F. Diese Möglichkeit der Steigerung des Wirkungsgrades durch starke Magnetfelder ist bisher noch nicht bis zur technischen oder physikalischen Grenze ausgenutzt worden. Somit wird die Frage nach dem Wirkungsgrad elektrodynamischer Lautsprecher zu einem magnetischen Problem.

Die Stärke der Magnetfelder bei den größten Blatthallertypen beträgt im Maximum 9000 Gauss. Gelingt es, diesen Wert auf ungefähr 20000 Gauss zu erhöhen, so ist damit eine Erhöhung des Wirkungsgrades auf etwa das 5fache möglich.

Wie kann man nun an Lautsprechermagneten derart starke Felder erzeugen?

Zu dem Zweck betrachten wir die Magnetisierungskurve eines Blatthallermagneten mit Erregerwicklung auf den Magnetschenkeln (Abb. 2 und 3a).

Wie wir sehen, biegt die Kurve bei $B = 18000$ um und erreicht einen Grenzwert von 20000 Gauss bei 30000 AW./cm Luftweg. Der wirtschaftlichste Punkt ist nun bekanntlich die Stelle, an der das Verhältnis von Ordinate zu Abszisse am größten ist, also auf der Kurve die Gegend dicht unterhalb des Knies.

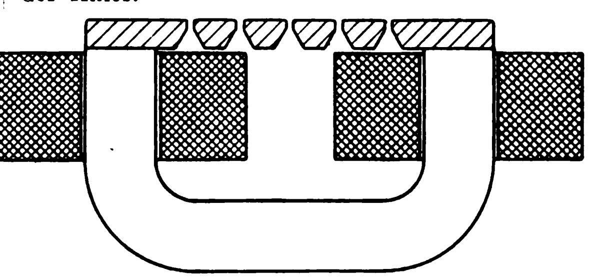


Abb. 2. Blatthaller mit Jocherregung

Drei Gründe sind es nun, aus denen eine dauernde Erzeugung von Magnetfeldern in Höhe von 20000 Gauss bei diesen und ähnlichen Magneten nicht mehr möglich ist, und zwar ein wärmetechnischer und zwei magnetische Gründe:

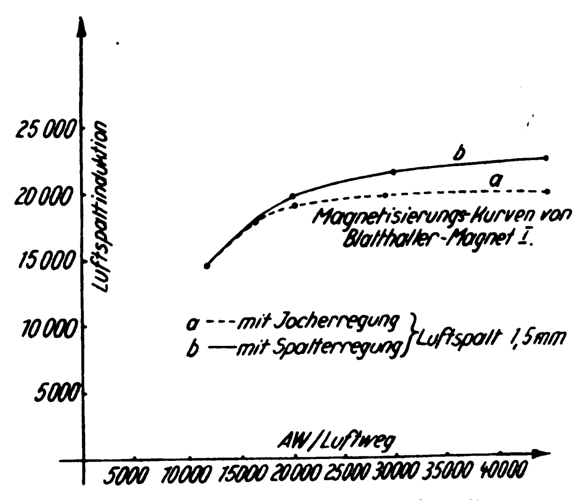


Abb. 3. Magnetisierungskurven eines Blatthallermagneten mit Joch- bzw. Spalterregung

1. Es ist nicht möglich, eine größere Wärmemenge ohne künstliche Hilfsmittel abzuführen, wenn man nicht die Spulenwicklung gefährden will. Diese Grenze ist bei allen bisherigen Blatthallertypen aber schon bei 9000 Gauss erreicht.

2. Doch selbst wenn man die Spulen kurzzeitig überlastet (was bei der Aufnahme der Kurven geschehen ist), kommt man bald wieder an eine Grenze für das Magnetfeld, die durch die magnetische Streuung bedingt ist und die in dem Erreichen eines endlichen Grenzwertes für die Feldstärke im Luftspalt zum Ausdruck kommt. Be

Vergrößerung der Erregerleistung wächst dann nur noch die Zahl der Streulinien und nicht mehr die der nutzbar zu machenden Kraftlinien im Luftspalt, obgleich die Induktion im Magnetisierungsjoch dauernd weiter steigt.

3. Der dritte Grund besteht endlich in dem Erreichen des magnetischen Sättigungswertes für die Polspitzen. Denn selbst wenn es auf irgendeine Weise, auf die ich gleich zu sprechen komme, gelingt, die Induktion im Luftspalt weiter zu erhöhen, so wird durch das Erreichen des Sättigungswertes des Eisens der Polschienen doch die wirtschaftliche Herstellung von Feldern über 20000 Gauss unmöglich gemacht.

Die ersten beiden Übelstände, nämlich die Überhitzung der Spulen und die zu große magnetische Streuung, kann man nun gleichzeitig durch eine einzige Maßnahme beseitigen und so mühelos Felder bis zu 20000 Gauss auch bei einem Magneten mit fünf in Reihe geschalteten Luftspalten herstellen. Diese Maßnahme besteht in der Anordnung von flachen Magnetisierungsspulen über den Luftspalten und über der Membran. Wegen der flachen Gestalt der Spulen wird eine ausgezeichnete Wärmeabgabe erreicht, und zweitens werden die Kraftlinien über den Luftspalten zusammengehalten dadurch, daß man die magnetomotorische Kraft jetzt an die Stelle des magnetischen Kreises verlegt, an der der größte magnetische Widerstand sich befindet. In Abb. 4 bezeichnet *a* das Joch, *b* die Spulen, *c* die

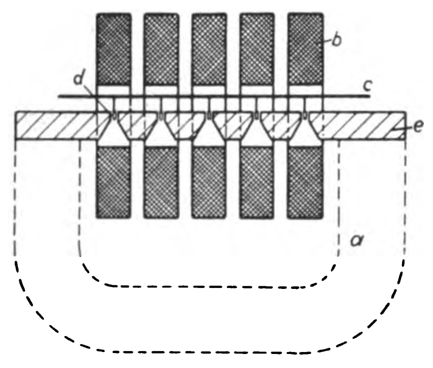


Abb. 4. **Blatthaller mit Luftspalterregung**

Membran mit den Leitern *d*, und *e* die Polschienen. Die magnetische Rückleitung wird statt in Form eines Joches zweckmäßiger als ein Teil des Schallschirmes ausgebildet dadurch, daß man sie in die Ebene der Polschienen verlegt und so eine gute Schallabstrahlung auch nach hinten ermöglicht. Weiter ist es möglich, beliebig viele Luftspalte in Serie zu schalten, ohne daß die Feldstärke sinkt; denn die magnetomotorische Kraft wächst ja proportional der Spaltzahl. Die magnetische Charakteristik für einen Magneten mit Luftspalterregung ist in Abb. 3 unter *b* dargestellt. Man sieht, daß die Kurve ein längeres Stück geradlinig verläuft als bei der Jocherregung. Für Felder von 20000 Gauss braucht man in diesem Falle nur 20000 AW./cm Luftweg gegenüber 30000 AW./cm bei der Jocherregung; das bedeutet eine Ersparnis an Erregerleistung von 56%. Ein weiterer Vorteil ist, wie schon erwähnt der, daß es mit der Spalterregung möglich ist, Felder von 20000 Gauss dauernd zu erzeugen, während für die Jocherregung bei demselben Kupfervolumen die thermische Grenze für dauernde Felder schon bei 9000 Gauss liegt. Die Werte der Streuung betragen für ein Feld von 20000 Gauss im Luftspalt im Fall der Jocherregung 90%, bei Luftspalterregung jedoch nur 52%. Die Werte der Streuung sind dabei, wie üblich, auf den maximalen Kraftfluß des Indifferenzpunktes des magnetischen Kreises bezogen, der bei Jocherregung in der Mitte des Joches liegt, bei Spalterregung aber in der Mitte zweier benachbarter Luftspalte. Auch aus den Werten der Streuung geht die Überlegenheit der Luftspalterregung hervor.

Diesem Blatthaller ist wegen der Sättigung der Polspitzen eine wirtschaftliche Grenze bei etwa 20000 Gauss gezogen. Eine wirtschaftliche Erhöhung kann in beschränktem Maße dann nur noch dadurch geschaffen werden, daß man den magnetischen Widerstand der Polspitzen verkleinert, also Materialien verwendet, die einen höheren Sättigungswert besitzen als Eisen. Ein solches Material ist z. B. die 1912 von Preuss und Weiss entdeckte

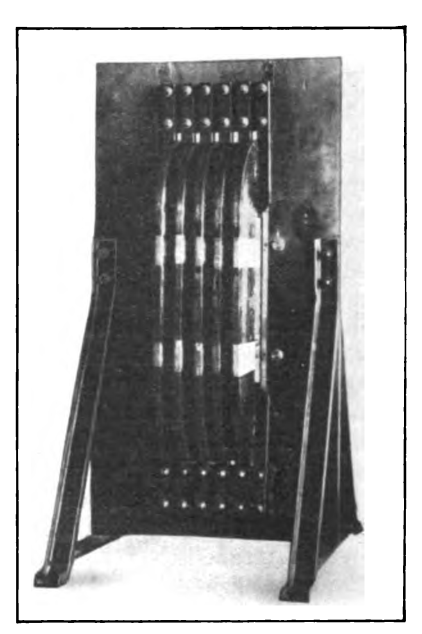


Abb. 5. **Ansicht des 20000 Gauss-Blatthallers mit Luftspalterregung**

Eisen-Kobaltlegierung, die nach Angaben von Gumlich einen Sättigungswert $4\pi J_\infty = 23600$ gegen 21600 des Eisens besitzt.

Dadurch ist eine etwa 10%ige Erhöhung des

Magnetfeldes auch wirtschaftlich noch durchführbar, bzw. eine Ersparnis an AW gegenüber reinem Eisen möglich.

Abb. 5 gibt die Ansicht eines Blatthallers mit Erregerspulen über den Luftspalten. Die Membranfläche beträgt bei diesem Laboratoriumsmodell nur 400 qcm, trotzdem ist der Wirkungsgrad ebenso groß wie der eines gewöhnlichen Blatthallers mit einer mehrfach größeren Membran. Die Sprache klingt besonders natürlich, weil die zu Resonanzen Anlaß gebenden Hohlräume hinter den Polschienen bei diesem Modell fehlen. Die Schallabstrahlung wird durch die Spulen nicht merklich beeinträchtigt.

Zusammenfassung

Der Wirkungsgrad elektrodynamischer Lautsprecher kann durch zweckentsprechende Wahl der vier Größen: Membranfläche, Membranmasse, Leitermaterial und magnetische Energie groß gemacht werden. Bei allen bekannten Typen elektrodynamischer Lautsprecher ist von der Erhöhung der magnetischen Energie bisher am wenigsten Gebrauch gemacht worden. Es wurde ein Weg angegeben, um durch eine besondere Spulenanordnung zu mehrfach stärkeren Magnetfeldern zu kommen, die zu einer erheblichen Steigerung des Wirkungsgrades führen.

(Eingegangen am 17. September 1929)

Schalldruckmessungen an Mikrophonen, Telephonen und im freien Schallfeld

Von C. A. Hartmann

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Siemens & Halske A.G., Berlin-Siemensstadt)

Inhalt: Ein Verfahren zur Messung von Schalldrücken durch elektrostatische Kompensation wird beschrieben. Einige Anwendungen dieser Methode auf Verfahren und Anordnungen zur Bestimmung der Übertragungsgüte (elektrischer Schallgeräte (Mikrophone, Telephone, Lautsprecher und zur Ausmessung von Schallfedern werden geschildert)

Der Schalldruck als charakteristische Schallfeldgröße wird bekanntlich zur Bildung des Übertragungsmaßes[13]), [18]) gebraucht, mit dessen Hilfe ja die Übertragungsgüte elektrischer Schallgeräte charakterisiert wird. Die Messung des Schalldruckes kann dabei mittels geeichter Kondensatormikrophone[1]), [2]), [4]) unter bestimmten Voraussetzungen hinsichtlich ihrer Größe und der Resonanzlage ihrer Membran erfolgen, oder es kann dazu das Schalldruckkompensationsprinzip [3]) verwendet werden. Bei Kenntnis der Schallfeldgestalt ist auch die indirekte Bestimmung des Schalldruckes, z. B. durch Messung der Teilchengeschwindigkeit mittels der Rayleigh-Scheibe[5]), [6]), [7]), [11]) möglich.

Eine sehr geeignete allgemeine Basis für Verfahren und Anordnungen zu Schalldruckmessungen stellt das Kompensationsprinzip dar, nach welchem die akustischen Kräfte durch leichter meßbare elektrische Kräfte kompensiert und so direkt im absoluten Maß gemessen werden. Es kann sowohl unmittelbar zur Anwendung kommen als auch mittelbar für die Eichung schallmessender Kondensatormikrophone herangezogen werden. Die für deren Eichung sonst gelegentlich eingesetzten Mittel wie das Thermophon [1]), [2]), [9]) oder der bewegliche Stempel[1]) stellen im Gegensatz dazu nur Schallquellen dar, die eine mehr oder weniger einfache und zuverlässige Berechnung des Schalldruckes aus ihren Daten gestatten.

Das Schalldruckkompensationsprinzip ist zunächst im künstlichen Ohr [3]) zu Messungen an Telephonen verwendet worden. Später [8]) wurden auf seiner Grundlage Verfahren und Anordnungen zur Charakterisierung der Übertragungsgüte von Mikrophonen und ganzen Übertragungssystemen angegeben. Endlich hat E. Meyer [10]) das Prinzip zur Schalldruckmessung im Schallfeld verwendet. Er beschrieb dabei eine Anordnung zur Kompensation durch elektrostatische Kräfte, während die vordem beschriebenen Anordnungen elektrodynamische Kräfte benutzten.

Es liegt in der Eigenart aller Verfahren, die auf dem Schalldruckkompensationsprinzip aufgebaut sind, daß die mechanisch-akustischen Eigenschaften des druckempfindlichen Organs nicht unmittelbar in das Ergebnis eingehen. Sie bestimmen lediglich dessen Genauigkeit.

Die Genauigkeit eines Kompensationsdruckmessers hängt mit seiner Empfindlichkeit als Schallaufnahmegerät zusammen. Diese Erkenntnis war es, die uns dazu führte, das elektrodynamische Kompensationsverfahren zu verlassen und eine Anordnung zu wählen, wie sie im Prinzip in dem Kondensatormikrophon der Siemens & Halske A.G. nach Riegger und Trendelenburg[4]) das sich durch eine große Empfindlichkeit auszeichnet, vorhanden gewesen ist.

Man kommt so zu folgender Anordnung (Abb. 1). Der Druckmesser D liegt als Kapazität in einem Schwingungskreis, der an den Hochfrequenzröhrengenerator H angekoppelt ist. Dessen Kondensator C wird auf maximale Änderung der Schwingungskreisspannung mit der Frequenz eingestellt. Der Schwingungskreis ist unter Zwischenschaltung der Kondensatorleitung KL, welche die Niederfrequenzspannungen fernhalten soll, an Gitter und Kathode einer Gleichrichterröhre G angeschlossen.

Die Wirkungsweise ist dabei folgende:

Fällt Schall von sinusförmigem zeitlichen Verlauf auf die Membran des Druckmessers D, so ändert sich dessen Kapazität. Hierdurch tritt eine

Modulation der Hochfrequenzschwingung ein, die hinter dem Gleichrichter G hörbar oder sichtbar gemacht wird. Bis hierher ist die Wirkung eine reine Schallaufnahmegerätwirkung. Will man nun den Schalldruck messen, so legt man an die Belegungen von D eine Gleichspannung V_0 und eine Sinusspannung v von der Frequenz des auffallenden Schalles an. Diese läßt sich nach Amplitude und Phase so einregeln, daß die Schalldruckkräfte kompensiert werden. Die Membran von D ist dann in Ruhe, was man mittels Telephon oder ähnlichem hinter dem Verstärker am Nullwerden der Modulationsamplitude erkennt.

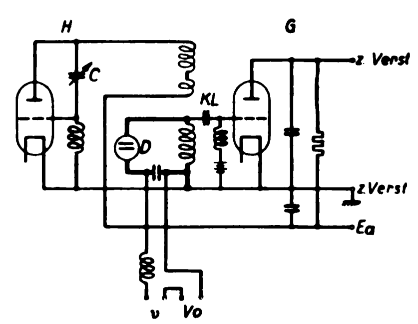


Abb. 1. Elektrostatischer Druckmesser (Schaltschema)

Es ist nämlich, falls die elektrostatischen Kräfte ebenso wie die Schallkräfte praktisch über die ganze Membran angreifen, die elektrische Kraftwirkung pro cm²

$$\frac{\text{elektr. Kraft}}{\text{cm}^2} = K(V_0 + v)^2$$

Der konstanten Kraft $K V_0^2$ wird durch die Festigkeit der Membran das Gleichgewicht gehalten, während die periodische Kraft $2 K V_0 v$ die Kompensationskraft darstellt. Voraussetzung ist dabei das Ver-

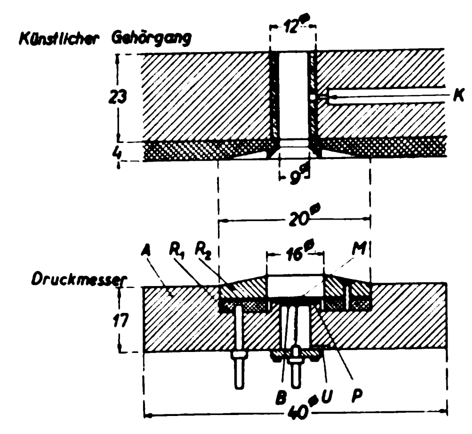


Abb. 2. Künstlicher Gehörgang und Druckmesser

schwinden des dritten Gliedes infolge eines hinreichend kleinen Verhältnisses von v/V_0. Es wird dann der Schalldruck

$$p = 2 K V_0 v = K_{V_0} v.$$

Einen Druckmesser, wie man ihn für derartige Messungen verwenden kann, zeigt Abb. 2. Seine Membran M ist zwischen den Ringen R_1 und R_2 eingespannt, die in einen Körper A aus Isolierstoff eingelassen sind. Dieser trägt ferner die feste Belegung P. Der Raum zwischen den Belegungen steht durch Bohrungen B und U mit der Außenluft in Verbindung. Wichtig ist ferner eine kleine schädliche Kapazität, das ist die Kapazität bei herausgenommener Membran. Sie beträgt hier $6 \cdot 10^{-12} F$ gegenüber $40 \cdot 10^{-12} F$ Gesamtkapazität. Als Membran wird eine 2μ starke Nickelfolie verwendet.

Zur Ausführung der Messungen bedarf es eines Generators für die Kompensationsspannung. Die Drehbarkeit ihrer Phase gegenüber der Schallphase wird am einfachsten so erreicht, daß man einen Doppelgenerator verwendet mit zwei gegeneinander verschiebbaren Spannungen. Das einfachste Beispiel eines derartigen Generators ist die bekannte Franke-Maschine. Für Messungen in dem größeren Frequenzbereich der modernen Elektroakustik ist die Schaffung einer neuen Stromquelle Voraussetzung gewesen. Die Phasenspannung wird bei dieser mittels eines Drehfeldes hergestellt.

Die prinzipielle Schaltung ist folgende (Abb. 3):

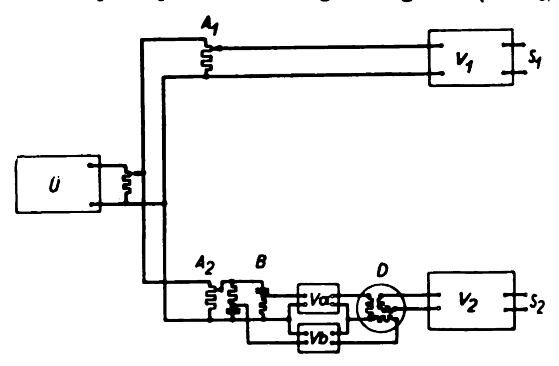


Abb. 3. Doppelgenerator (Schaltschema)

Ein Überlagerungsröhrensummer $Ü$ gibt eine einstellbare Spannung an die beiden Spannungsteiler A_1 und A_2. Die an A_1 abgegriffene Spannung wird in V_1 verstärkt.

Mittels der an A_2 abgegriffenen Spannung wird über die Brückenanordnung B und die Verstärker V_a und V_b bei D ein Drehfeld erzeugt. Die von diesem in einer drehbaren Sekundärwicklung induzierte Spannung ist hinter dem Verstärker V_2 bei S_2 abnehmbar. Abb. 4 zeigt eine Ansicht dieses Doppelgenerators, der also zwei in der Amplitude getrennt für sich regelbare und in der Phase gegeneinander verschiebbare Spannungen erzeugt. Nach Belieben wird deren eine zur Schallerzeugung, die andere als Kompensationsspannung verwendet.

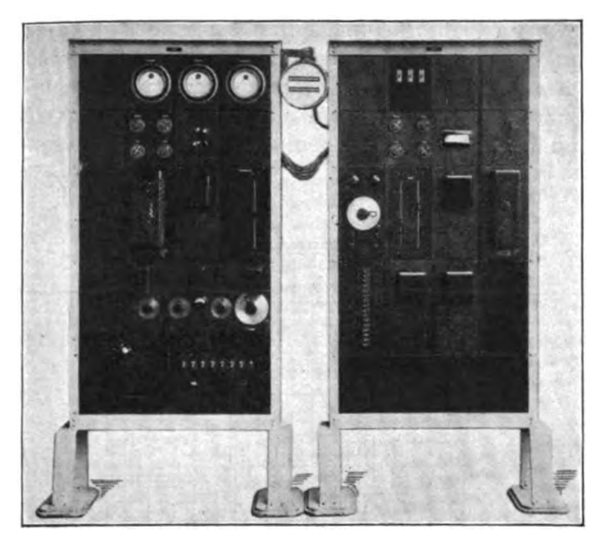


Abb. 4. Doppelgenerator (Ansicht)

Den zahlenmäßigen Zusammenhang zwischen Kompensationsspannung und Schalldruck gewinnt man auf Grund der Eichung des Druckmessers. Nach dem Vorgang von E. Meyer[10]) wird sie mittels statischer Druckänderung vorgenommen. Dieses ist wegen der Frequenzunabhängigkeit der Methode zulässig. Die Anordnung zeigt Abb. 5.

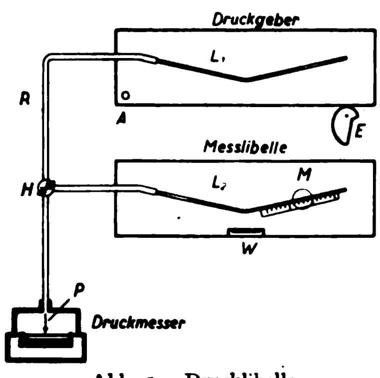


Abb. 5. Drucklibelle

Sie besteht im wesentlichen aus zwei Glasröhrchen L_1 und L_2, deren Schenkel nahezu gestreckte Winkel einschließen. Sie sind mit Xylol gefüllt und stehen mit dem Druckmesser in Verbindung. Das obere wird geneigt und dient als Druckgeber, während am unteren feststehenden bei M der Unterdruck abgelesen wird. Dieser wird durch eine Gleichspannung kompensiert. Die Wiederherstellung der Ruhekapazität wird dabei in einer besonderen Schaltung beobachtet.

Die Beziehung zwischen Unterdruck ΔP und Kompensationspannung V ist dann

$$\Delta P = k' V^2.$$

Sie gilt für den Ruhezustand ohne elektrische Vorspannung. Bei den Schalldruckmessungen liegt jedoch eine Vorspannung V_0 an, welche die Kapazität von C' auf C_{V_0} vergrößert. Es kommt daher ein Korrektionsfaktor $\left(\frac{C_{V_0}}{C'}\right)^2$ hinzu, so daß man als Druckmesserkonstante bei einer Vorspannung V_0 erhält:

$$K_{V_0} = 2\, V_0\, k' \left(\frac{C_{V_0}}{C'}\right)^2.$$

Eichung des Druckmessers

Membran: Nickel-Membran $2\,\mu$ stark, 14 mm Durchm.
Abstand von der festen Elektrode: $20\,\mu$;
$\delta\, V_0 = 80$ Volt; $C_{V_0} = 38 \cdot 10^{-6}\, F$, $C' - 34 \cdot 10^{-6}\, F$

Libellen-Ablesung cm	Unterdruck ΔP bar	Kompensationsspg. V	$k' = \frac{\Delta P}{V^2}$	$k_{V_0} = 2\, V_0\, k' \left(\frac{C_{V_0}}{C'}\right)^2$
0,55	97	48	0,0433	8,66
0,29	51	34	0,0441	8,82
0,69	122	53	0,0434	8,68
0,64	113	51	0,0434	8,68
1,35	239	74	0,0436	8,72
0,45	80	43	0,0433	8,66
0,62	110	51	0,0423	8,46
0,15	26	24	0,0451	9,02
0,85	151	60	0,0420	8,40
0,32	57	36	0,0440	8,80
				86,90
				$K_{V_{0m}} = 8,69 \pm 0,056$

Die Tafel stellt das Ergebnis einer Eichung dar. Der mittlere Fehler des Ergebnisses liegt unter 1 %. Was die Genauigkeit der Druckmessungen selbst anbelangt, so liegt bei Schalldrücken von einigen bar (1 bar = 1 Dyn. cm^{-2}) der Fehler einer Einzelmessung in der Gegend von 1 %. Für kleinere Drücke und für die Grenzen des Frequenzbandes kann der Fehler größer sein. Er bleibt aber stets erheblich (bis 90 %) unter dem der Rayleigh-Scheibe-Messungen.

Die beschriebene Kompensationsdruckmesseranordnung bildet nun zunächst einmal die Grundlage für die direkten Druckmessungen an allen elektrischen Schallgeräten, wie sie zur Ermittlung ihres Übertragungsmaßes vorgenommen werden müssen. Die speziellen Anordnungen unterscheiden sich nicht grundsätzlich von den bereits früher [3]), [8]) beschriebenen. Mikrophone lassen sich nach einem früheren [8]) Vorschlage unter gewissen Voraussetzungen durch ihre EMK für 1 bar Schalldruck an ihrer Membran charakterisieren. Bestimmt wird der Schalldruck dabei in einer abgeschlossenen Kammer vor der Mikrophonmembran. Ein Thermophon dient zur Schallerzeugung. Es hat sich gezeigt, daß zur Herstellung quasistationärer Verhältnisse in dieser Kammer die Benutzung von Wasserstoff als Kammerfüllung notwendig sein kann.[1]) Eine derartige Meßvorrichtung

für das Kondensatormikrophon des Deutschen Fernsprechhaupteichkreises im Reichspostzentralamt zu Berlin zeigt Abb. 6.

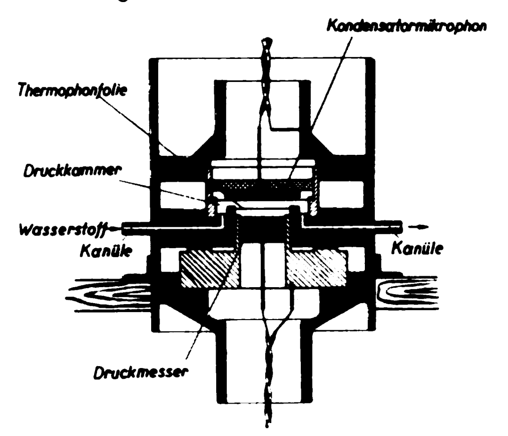


Abb. 6. Mikrophon-Eicheinrichtung

Das Arbeiten mit Wasserstoff bedeutet fraglos eine Erschwerung. Man kann nun bei der Messung von Kondensatormikrophonen einen besonderen Druckmesser ersparen und das Mikrophon selbst als Druckmesser benutzen. Man mißt dann unter allen Umständen die an der Mikrophonmembran herrschenden Drücke.

Eine auf diese Weise gewonnene Frequenzkurve zeigt Abb. 7. Gestrichelt ist dabei eine

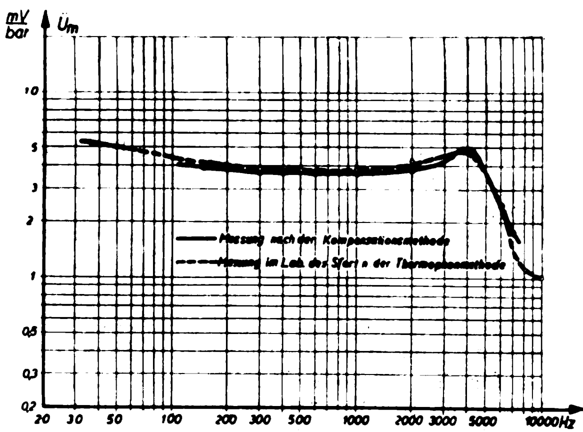


Abb. 7. Frequenzkurve eines Kondensator-Mikrophons

Kurve eingetragen, die in Paris mit den Eichmitteln des Système Fondamental Européen de Référence pour la Transmission Téléphonique (Sfert)[13], [14]) gemessen worden ist. Dort wird der Schalldruck an der Mikrophonmembran aus den Daten eines Thermophons berechnet. Die Übereinstimmung ist gut.

Erwähnt werde noch, daß der Druckmesser in anderer Form auch für Unterwasserschallmessungen verwendbar ist. Abb. 8 zeigt beispielsweise die mit seiner Hilfe gewonnene Frequenzkurve eines Unterwasserempfängers älterer Bauart.

Auch für die Schalldruckmessungen an Telephonen sind die bisherigen Anordnungen grundsätzlich beibehalten worden. Es hat sich lediglich inzwischen das Bedürfnis herausgestellt, die Telephone auch ohne den künstlichen Gehörgang

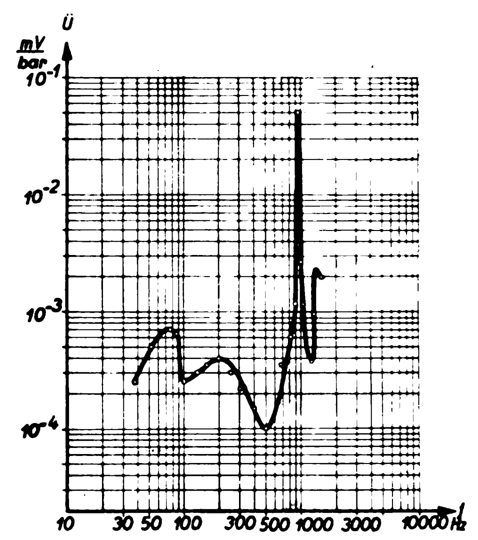


Abb. 8. Frequenzkurve eines Unterwasser-Schallempfängers

messen zu können. Der in Abb. 2 dargestellte Druckmesser ist daher so eingerichtet, daß der darüber gezeichnete Gehörgang luftdicht zwischen ihn und das Telephon eingeschoben werden kann. Am Gehörgang ist seitlich eine haarfeine Kanüle K angebracht, die beim Auflegen des Telephons den statischen Druckausgleich mit der Außenluft besorgt. Abb. 9 zeigt die Frequenzkurven eines

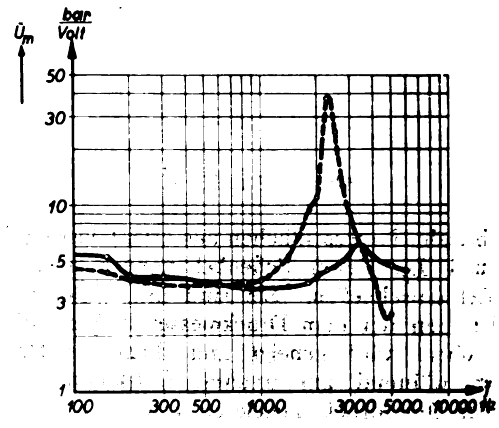


Abb. 9. Einfluß des künstlichen Ohres auf die Frequenzkurve eines Telephons

Telephons mit und ohne künstlichen Gehörgang, Abb. 10 die daraus bestimmte Drucktransformation des Gehörganges in Neper.

Es ist grundsätzlich auch möglich, Kondensatormikrophon und Telephon eines Systems gleichzeitig zu messen.

Wie bereits erwähnt, stellt der Schalldruck die charakteristische Größe des Schallfeldes dar. Er ist aber auch diejenige Größe, die den Schalleindruck auf das menschliche Ohr als einen Druckempfänger bestimmt. Die Messungen im

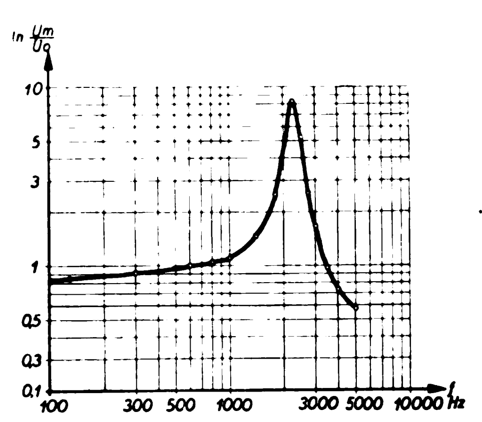


Abb. 10. Drucktransformation des künstlichen Gehörgangs

freien Schallfeld, wie sie zur Bestimmung der betriebsmäßigen Verzerrung von Mikrophonen oder zur Ermittlung des Übergangsmaßes von Lautsprechern notwendig sind, laufen daher auf Schalldruckmessungen hinaus. Der Schalldruck läßt sich zwar, wie gesagt, indirekt aus Messungen der Teilchengeschwindigkeit, z. B. mit der Rayleighscheibe ermitteln, aber nur bei bekannter Schallfeldgestalt wie im Fall von Mikrophonmessungen. Bei Lautsprechermessungen ist jedoch das Schallfeld selbst zu untersuchen. Wegen des in vielen Fällen oft recht komplizierten Zusammenhangs zwischen Schalldruck und Teilchengeschwindigkeit[16]) empfiehlt sich dann die unmittelbare Messung des Schalldruckes. Im Interesse der Beweglichkeit der Anordnung geschieht dies nicht durch Kompensation im Schallfeld; die Drucke werden vielmehr mit einem Kondensatormikrophon[17]) gemessen, welches nach dem beschriebenen Kompensationsverfahren an der Druckkammer geeicht worden ist. Seine Eichkurve ist für Messungen im freien Schallfeld[19]) verwendbar, falls das Mikrophon hinreichend klein ist, so daß seine Drucktransformation überall 1 wird, oder falls man es nach dem Vorschlag von Ballentine[15]) in eine Kugel einbaut, so daß seine Drucktransformation exakt berechenbar ist.

Als Beispiel einer Vorrichtung zu Schalldruckmessungen im freien Schallfeld zeigt Abb. 11 im Schema eine Anordnung zur halbselbsttätigen Aufzeichnung von Lautsprecherfrequenzkurven. Der Lautsprecher L wird über seinen Verstärker VS aus dem Überlagerungssummer $\ddot{U}$ betrieben. Die Aufzeichenvorrichtung für die Schalldrücke besteht aus dem geeichten und in eine Kugel eingebauten Kondensatormikrophon D, einem Verstärker und Gleichrichter VG und einem registrierenden Tintenschreiber R. Die notwendige feste Beziehung zwischen der aufgezeichneten Kurve und der Frequenzskala ist durch die mechanische Kopplung des frequenzbestimmenden Drehkonden-

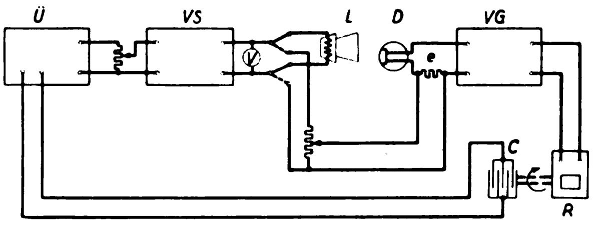


Abb. 11. Schaltfeldregistriereinrichtung

sators C des Überlagerungssummers mit dem Laufwerk des Registrierapparates gegeben. Durch Einschalten einer Spannung e in den Mikrophonkreis ist jederzeit eine Nacheichung der Verstärkeranordnung VG möglich.

Wird die bekannte Verzerrung des Mikrophons D in VG berücksichtigt, so daß die Aufzeichenvorrichtung insgesamt als verzerrungsfrei anzusehen ist, so erhält man unmittelbar die Frequenzkurve des Lautsprechers, wenn man während des Ablaufs des Uhrwerks die Klemmenspannung am Lautsprecher oder irgendeine andere Spannung, auf welche man die Schalldrücke zu beziehen wünscht, mittels eines Spannungsteilers konstant hält. Besonderer Wert wird auf langsamen Ablauf des Frequenzbandes gelegt, um eine Beeinflussung der Aufzeichnung durch die Einschwingvorgänge der oft recht wenig gedämpften mechanischen Resonatoren zu vermeiden. Die Aufzeichnung einer Kurve dauert auf diese Weise etwa 10 Minuten. Ähnliche Anordnungen ergeben sich für die Aufzeichnung von Mikrophon- und Telephonfrequenzkurven. Auch die Aufzeichnung von Amplitudenkurven oder der räumlichen Druckverteilung im Schallfeld ist denkbar.

Die elektrostatische Kompensationsdruckmeßanordnung stellt somit ein geeignetes Mittel zur Ausführung aller Schalldruckmessungen dar, wie sie zur Beurteilung der Übertragungsgüte elektrischer Schallgeräte notwendig sind. Sie ist ferner eine brauchbare Basis für die Eichung von Kondensatormikrophonen für Schalldruckmessungen. Damit sind aber die rechnerischen Schalldruckbestimmungsverfahren entbehrlich geworden.

Zusammenfassung

Die Übertragungsgüte elektrischer Schallgeräte wird mittels des Übertragungsmaßes beschrieben, welches seinerseits unter Benutzung des Schalldruckes als charakteristischer Schallgröße gebildet wird. Es wird gezeigt, daß es nicht notwendig ist, den Schalldruck aus den Daten von Schallquellen zu berechnen oder ihn — was nur in

besonderen Fällen angeht — mittelbar aus der gemessenen Teilchengeschwindigkeit zu bestimmen. Er läßt sich vielmehr unmittelbar unter Zuhilfenahme des elektrischen Schalldruckkompensationsprinzips im absoluten Maß messen.

Ein geeigneter Schalldruckmesser, welcher elektrostatische Kräfte zur Kompensation benutzt, seine Eichung und die Herleitung seiner Konstanten aus der Eichung, sowie die Erzeugung der kompensierenden Spannung werden beschrieben.

An den Beispielen eines Kondensatormikrophons, eines Unterwasser-Schallempfängers und eines Telephons mit und ohne Zwischenschaltung des künstlichen Ohres werden Verfahren und Anordnungen angegeben, bei denen der Schalldruck unmittelbar nach dem beschriebenen Verfahren durch Kompensation gemessen wird. Zur schnellen Aufzeichnung von Schalldruckänderungen wird eine halbselbsttätige Registriervorrichtung benutzt, die ein in der beschriebenen Anordnung geeichtes Kondensatormikrophon verwendet. Diese Einrichtung wird schematisch in Anwendung auf Messungen im Schallfeld eines Lautsprechers beschrieben.

Literaturverzeichnis

[1]) E. C. Wente, A condenser transmitter as a uniformly sensitive instrument for the absolute measurement of sound intensity. Phys. Rev. **10** (1917), 39.

[2]) E. C. Wente, The sensitivity and precision of the electrostatic transmitter for measuring sound intensity. Phys. Rev. **19** (1922), 498.

[3]) E. Gerlach, Messung von Schalldruckamplituden. Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern **3**, Heft 1 (1923), 139.

[4]) F. Trendelenburg, Objektive Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons. Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern **3**, Heft 2 (1924), 43; Zeitschr. f. techn. Phys. **5** (1924), 236.

[5]) E. Mallet u. G. F. Dutton, Some acoustic experiments with telephone receivers. J.I.E.E. **63** (1925), 502.

[6]) B. S. Cohen, A. J. Aldridge u. W. West, The frequency characteristics of telephone systems and audiofrequency apparatus, and their measurement. J. I. E. E. **64** (1926), 1023 (vorgetragen: 29. 4. 26).

[7]) E. Meyer, Die Prüfung von Lautsprechern. ENT. **3** (1926), 290 (vorgetragen: VDE-Tagung Wiesbaden 1926).

[8]) C. A. Hartmann, Messungen an Mikrophonen und Telephonen. ENT **3** (1926), 458 (vorgetragen: VDE-Tagung Wiesbaden 1926).

[9]) F. Trendelenburg, Beiträge zu Schallfeldmessungen. Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern **5**, Heft 2 (1926), 120.

[10]) E. Meyer, Über die Messung von Schallfeldern. Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 609 (vorgetragen: Physikertagung Düsseldorf, September 1926); Neuere Schallmeßverfahren. Schwingungstagung 25./26. 3. 27. Ausführliche Auszüge der Vorträge; VDI-Verlag 1927; Über die Messung der Geschwindigkeitsamplitude und der Druckamplitude in Schallfeldern. ENT. **4** (1927), 86.

[11]) E. J. Barnes u. W. West, The calibration and performance of the Rayleighdisc. J.I.E.E. **65** (1927), 871.

[12]) M. Grützmacher, Der Fernsprecheichkreis des CCI. ENT. **4** (1927), 227.

[13]) C. A. Hartmann, Mikrophone für hochwertige Übertragung. ENT. **4** (1927), 375 (vorgetragen: VDE-Tagung Kiel 1927).

[14]) B. S. Cohen, Apparatus standards of telephonic transmission, and the technic of testing microphones and receivers. J. I. E. E. **66** (1928), 165 (vorgetragen: 17. 11. 1927).

[15]) S. Ballentine, Effect of diffraction around the microphone in sound measurements. Phys. Rev. **32** (1929), 988.

[16]) H. Backhaus u. F. Trendelenburg, Über die Richtwirkung von Kolbenmembranen. Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 630 (vorgetragen: Physikertagung Düsseldorf, September 1926); F. Trendelenburg, Über Schallfeldprobleme. Naturw. **15** (1927), 297 (vorgetragen: 19. 11. 1926).

[17]) M. Grützmacher u. E. Meyer, Eine Schallregistriervorrichtung zur Aufnahme der Frequenzkurven von Telephonen und Lautsprechern. ENT. **4** (1927), 203.

[18]) C. A. Hartmann, Die Übertragungsgüte von Mikrophonen, Telephonen und Lautsprechern und ihre Bestimmung. Siemens-Jahrbuch 1928, S. 185. VDI-Verlag.

[19]) A. J. Aldridge, The use of a Wente condenser transmitter to measure sound pressures in absolute terms. The Post Office Electrical Engineers' Journal **21** (1928), 223.

(Eingegangen am 24. Oktober 1929)

Beitrag zur Frage der Stimmrichtwirkung

Von Ferdinand Trendelenburg

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Siemensstadt)

Inhalt: Schwierigkeiten theoretischer Überlegungen über die Richtwirkung der menschlichen Stimme. — Beschreibung einer Methode zur experimentellen Ermittlung der Richtwirkung. — Messungen und praktische Folgerungen.

Es ist nicht ganz einfach, eine Untersuchung der Richtwirkung der menschlichen Stimme so zu leiten, daß ein physikalisch sicherer Überblick über die vorliegenden Verhältnisse zustande kommt. Von der theoretischen Seite aus ist die Frage der Stimmrichtwirkung von G. W. Stewart[1]) kurz angeschnitten worden. Die Grundlagen seiner Ausführungen bildet der Rayleighsche[2]) Ansatz für das Geschwindigkeitspotential einer in der Oberfläche einer starren Kugel liegenden punktförmigen Schallquelle. Die Richtwirkung der Stimme stellt sich dann als Schattenwirkung des als kugelförmig angenommenen Kopfes dar. Abgesehen von dieser praktisch nicht recht zutreffenden Idealisierung besitzt diese Vorstellung noch zwei weitere schwache Punkte. Die Trichterwirkung des Mundes für die im Kehlkopf erzeugten Stimmlaute wird nicht berücksichtigt. Flächenhaft verteilte Schallquellen — wie sie bei den Zischlauten vorliegen — können in die Überlegungen nicht einbezogen werden.

Faßt man die Stimmrichtwirkungsfrage von

[1]) G. W. Stewart, Phys. Rev. **33** (1911), 467.

[2]) Lord Rayleigh, Theory of sound **2**, § 328; Scient. Pap. **5**, 149. In der letztgenannten Arbeit ist die Intensitätsverteilung für eine gegen die Wellenlänge große Entfernung für die Werte $k \cdot c = 2$ und $k \cdot c = 10$ berechnet (c ist der Kugelradius und $k = 2\pi/\lambda$).

der experimentellen Seite aus an, so ist die erste große Schwierigkeit diejenige, den Stimmapparat so anzuregen, daß man im Stimmschallfeld sorgfältige Messungen durchführen kann. Eine kontinuierliche Anregung kommt nicht in Frage, da beispielsweise bei Erregung der Mundhöhlen-Eigenschwingung durch eine Pfeife oder dergleichen es nicht möglich erscheint, die Schallquelle an denselben Ort zu verlegen, wo sie sich natürlicherweise befindet, d. h. also bei den stimmhaften Vokalen in den Kehlkopf. Man ist demnach gezwungen, die Richtwirkungsversuche nicht an künstlich erregten Klängen, sondern an den Sprachlauten selbst durchzuführen.

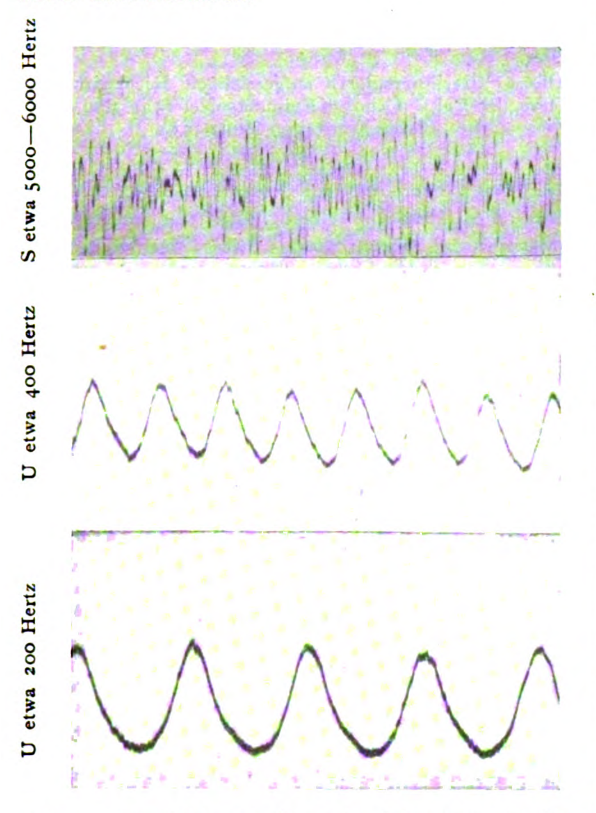


Abb. 1. Klangbilder des *U* und des *S* (letzteres mit gehörähnlich arbeitendem Verstärker aufgenommen). Die betr. Richtwirkungsdiagramme sind die Figuren 7, 10 u. 11.

In tiefen Frequenzgebieten gelingt es ziemlich leicht, physikalisch übersichtliche Verhältnisse zu schaffen, wenn man die Untersuchung an solchen Sprachlauten vornimmt, deren Grundton mit dem Hauptformanten zusammenfällt. Der Hauptformant des U kann etwa zwischen 200 und 400 Hz. liegen, demgemäß wurde der Vokal U von einer Männerstimme auf 200 Hz., von einer Frauenstimme auf 400 Hz. gesungen. In beiden Fällen ergab sich nach hinreichender Übung ein Klang, der genähert sinusförmig war, so daß er zu Untersuchungen geeignet erschien (vgl. Abb. 1).

Schwieriger war es, in dem hohen Frequenzgebiet einigermaßen klare Verhältnisse zu schaffen. Dort werden ja die Formantgebiete durch dicht beieinander liegende Obertöne hoher Ordnungszahl angeregt und man wird überdies durch

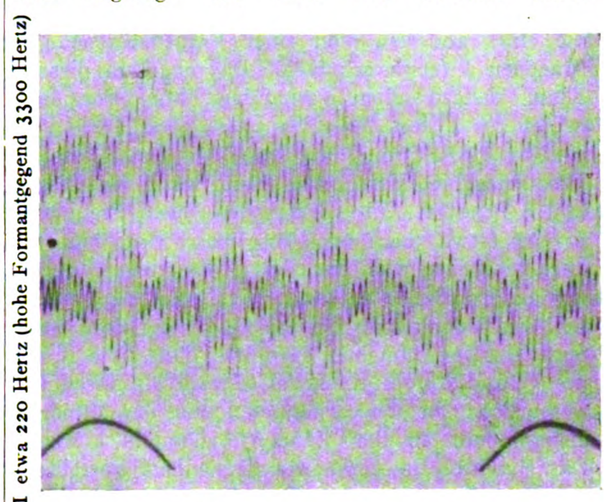


Abb. 2. Klangbilder des *J* (gehörähnliche Verstärker) Richtwirkungsdiagramm: Fig. 8

die tiefen Komponenten stark gestört. Die letztgenannte Schwierigkeit läßt sich umgehen, wenn man zur Messung eine Apparatur verwendet, die auf die tiefen Komponenten nicht anspricht. Wir bedienten uns bei den Messungen an höheren Fre-

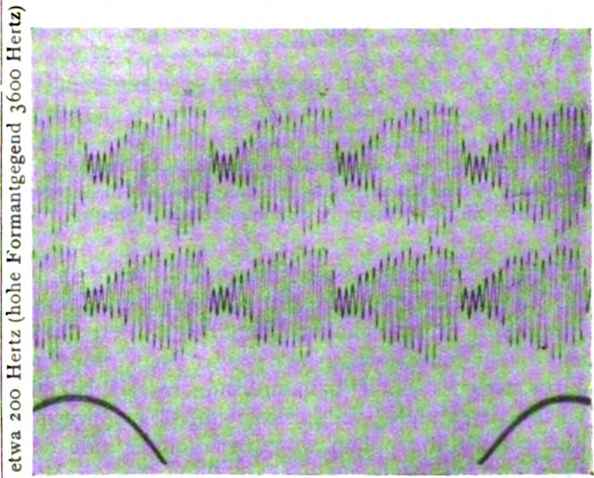


Abb. 3. Klangbilder des *J* (gehörähnliche Verstärker) Richtwirkungsdiagramm: Fig. 9

quenzen eines vom Kondensatormikrophon gesteuerten Verstärkers, welcher eine Frequenzkurve ähnlich derjenigen des Schwellenwertes der Gehörempfindung besaß, man kann dann die höheren Komponenten nahezu isoliert erhalten und nähert sich überdies einigermaßen den praktisch wichtigen Verhältnissen. Selbstverständlich ist es auf diese

Weise nicht möglich, einen einzigen Oberton zu isolieren, wohl aber kann man ein enges Frequenzgebiet erhalten, dessen Abstrahlungsverhältnisse man dann untersuchen kann.

Abb. 2 zeigt die Klangbilder eines von einer Männerstimme gesungenen I (etwa 220 Hz.) Abb. 3 die eines anderen, von einer Frauenstimme gesungenen I (etwa 200 Hz.). Das enge, in diesem Klang nahezu allein vorhandene hohe Formantgebiet des I liegt bei etwa 3300—3600 Hz.

Um die Stimmrichtwirkung in den höchsten Frequenzgebieten zu untersuchen, wurde der Zischlaut S benutzt, Abb. 1 zeigt den engen Frequenzbereich (etwa 5000—6000 Hz.) dieses Sprachlautes, auch hierbei wurden die tiefsten Frequenzen durch den gehörmäßig arbeitenden Verstärker abgeschnitten. Zu bedenken ist bei Diskussion der an diesem Sprachlaut gewonnenen Resultate, daß das S nicht wie U und I vom Kehlkopf herrührt, sondern im wesentlichen in der vordersten Partie des Mundes, insbesondere an den Zähnen, zustande kommt. Das S wird also von einer flächenhaft verteilten Schallquelle abgestrahlt, wobei es offen bleiben muß, ob die einzelnen Teile der Schallquelle phasengleich schwingen und wie die Art der Schallerzeugung im einzelnen aussieht.

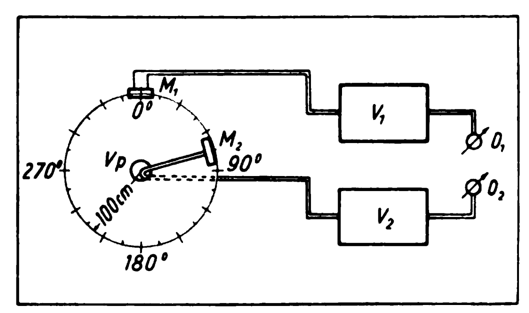


Abb. 4. Versuchsanordnung zu quantitativen Messungen über die Richtwirkung der menschlichen Stimme

Die Schallrichtwirkungsmessungen wurden in der Weise ausgeführt, daß die Versuchsperson (Vp., Abb. 4) auf einem drehbaren Gestell Platz nahm. An dem Gestell befestigt war ein Mikrophon, durch welches die Druckamplitude in der Mittelachse des Mundes fortlaufend registriert wurde. Ein zweites Mikrophon war (1 m vom Munde der Versuchsperson entfernt) fest im Raum angebracht, so daß bei einer Drehung des Gestells durch dieses Mikrophon der seitlich abgestrahlte Schall registriert werden konnte. Bei einiger Übung gelang es (wie Kontrollaufnahmen zeigten), das Schallbild des abgestrahlten Klanges während der Dauer des Einzelversuchs, also während der einmaligen Umdrehung des Gestells, so weit konstant zu erhalten, daß während des ganzen Versuchs praktisch gleiche Verhältnisse vorherrschten, sofern man von der etwas schwankenden Intensität des abgegebenen Schalles absieht. Die Intensität in der Mittelnormalen wurde aber, wie erwähnt, durch das mit der Versuchsperson gedrehte Mikrophon fortlaufend registriert so daß die durch Intensitätsschwankungen bedingten Fehler rechnerisch ausgeglichen werden konnten.

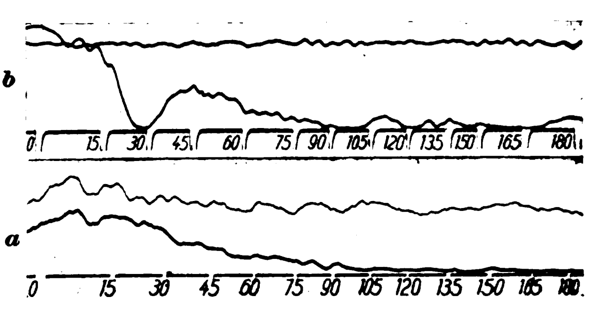


Abb. 5. Oszillographisch aufgezeichnete Richtwirkungskurve der Vokal I, hohes Formantgebiet (5a), und eines Blatthallers, 4500 Hertz (5b)

Abb. 5 zeigt Ihnen die Aufzeichnungen der Meßschleifen in den als Gleichrichterrohr geschalteten Endstufen der beiden jeweils untereinander gleichen Verstärker. Abb. 5a ist die Richtwirkung im Hauptformantgebiet des I, die Druckamplitude fällt bereits bei 90° auf etwa 40%. Die Intensität für das für die Sprachverständlichkeit entscheidende hohe Formantgebiet des I beträgt hinter der Versuchsperson nur etwa 10%. Ausgesprochene Maxima und Minima sind nicht zu erkennen. Es ist ja auch einleuchtend, daß scharfe Interferenzstellen sich nicht ausbilden können, wenn das Schallfeld nicht rein sinusförmig, sondern durch ein Frequenzband erregt wird. Als Gegenstück dazu sei 5b

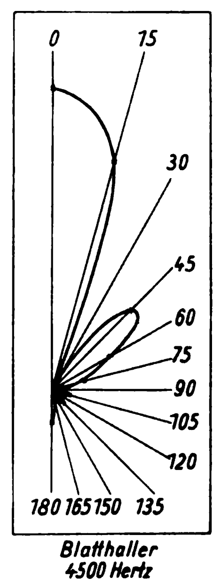


Abb. 6. Richtwirkung eines Blatthallers (die Kurven 6—11 sind Polardiagramme der Druckamplitude)

gezeigt, hier befand sich an Stelle der Versuchsperson ein kleiner Blatthaller, und zwar von derselben Type, der seinerzeit bei den Richtwirkungsbestimmungen[8]) an Lautsprechern benutzt wurde. Der Blatthaller wurde entsprechend einer damals durchgeführten Meßreihe mit 4500 Hz. erregt; die Kurve Abb. 5b, [als Polardiagramm eingezeichnet in Abb. 6] zeigt außerordentlich klar die Interferenzen. Die Kurve stimmt in der Lage und Höhe der Maxima sehr genau mit dem damals aufgenommenen Bild überein, die Minima sind — selbst wenn man von der Unsicherheit der Berechnung der kleinsten Werte wegen der genähert quadratischen Detektorcharakteristik absieht — tiefer als damals. Der Grund hierfür ist wohl der, daß die damaligen Messungen in einer Fensteröffnung durchgeführt wurden, so daß kleine Randeffektstörungen durch Gesimse, Verzierungen und dergleichen nicht ganz zu vermeiden waren und daß daher die Auslöschung weniger deutlich in Erscheinung trat. Die auf Amplituden der Druckschwankungen umgerechneten Ergebnisse der Stimmrichtwirkungsmessungen zeigen die Abb. 7—11. Am stärksten ist die Richtwirkung des Zischlautes S. Vergleicht man die praktisch gewonnenen Ergebnisse mit der erwähnten, von Lord Rayleigh berechneten Kurve für die Schattenwirkung der Kugel ($k \cdot c = 10$, ein Fall, der für den menschlichen Kopf beim Zischlaut S einigermaßen erfüllt ist), so zeigt es sich, daß die Richtwirkung der Stimme praktisch etwas größer ist. Es spielt also wohl in diesem Falle die flächenmäßig verteilte Schallerregung und ferner auch der Umstand eine Rolle, daß die Schallquelle nicht in der Oberfläche selbst, sondern etwas hinter dieser gelagert ist.

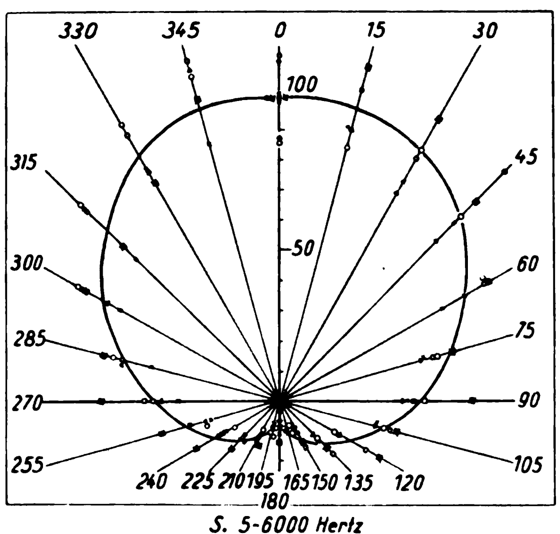


Abb. 7. Stimmrichtwirkung beim stimmlosen *S*

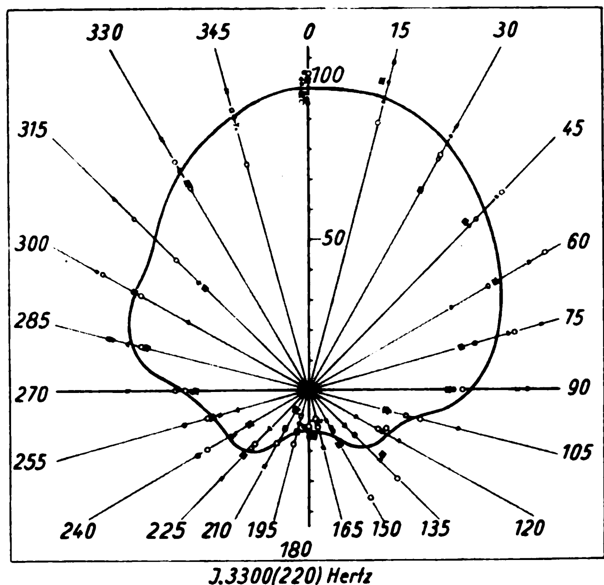


Abb. 8. Stimmrichtwirkung beim *J*

Das Maximum in der Mittelachse hinter der Kugel, das theoretisch zu erwarten ist, fehlt, eine Tatsache, die wohl auch durch die flächenhafte, nicht völlig konphas schwingende Schallquelle erklärt wird.

Auch für den hohen I-Formanten ist die Richtwirkung noch sehr beträchtlich. Die Abnahme gegenüber dem S ist jedenfalls nicht so stark wie man dies aus der Frequenzabnahme folgern sollte. Es scheint beim I die Trichterwirkung des Mundes,

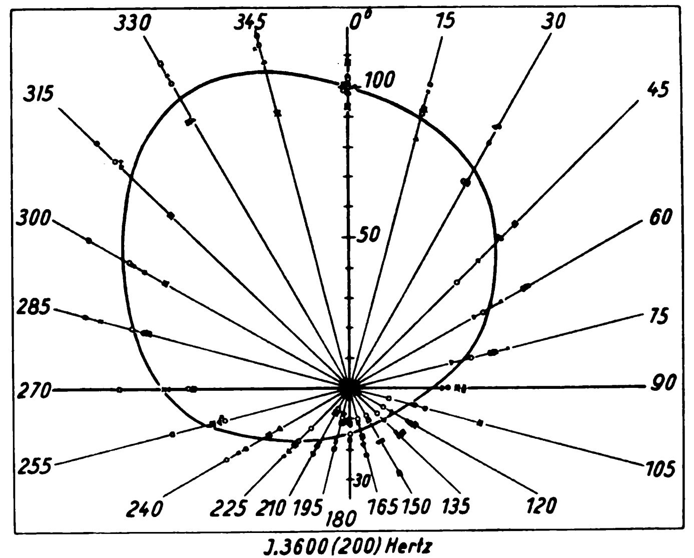


Abb. 9. Stimmrichtwirkung beim *J* (andere Versuchsperson)

[8]) F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern V/2 (1926), 120.

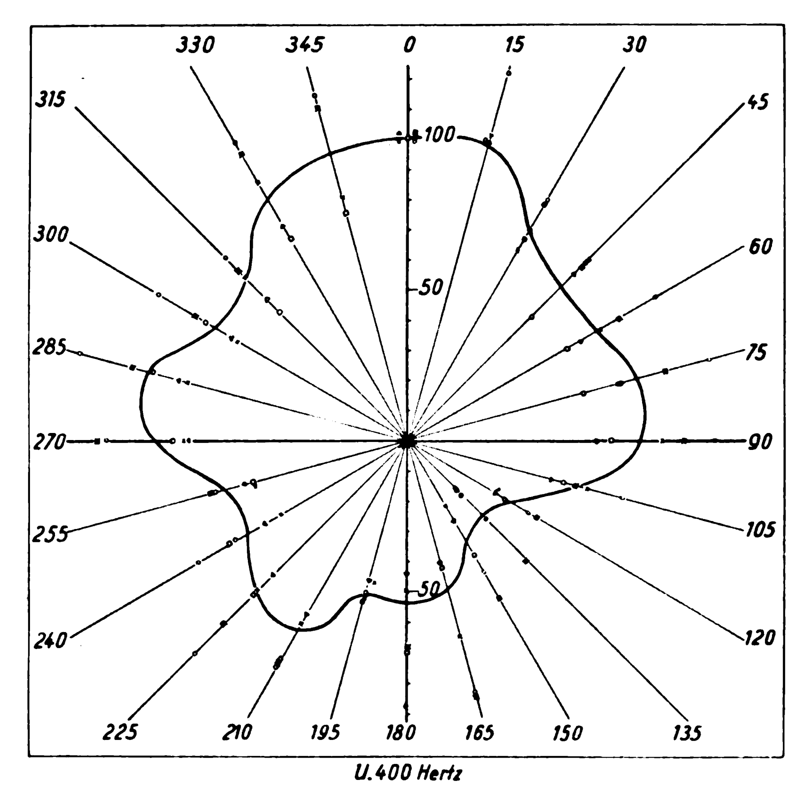


Abb. 10. Stimmrichtwirkung beim *U*

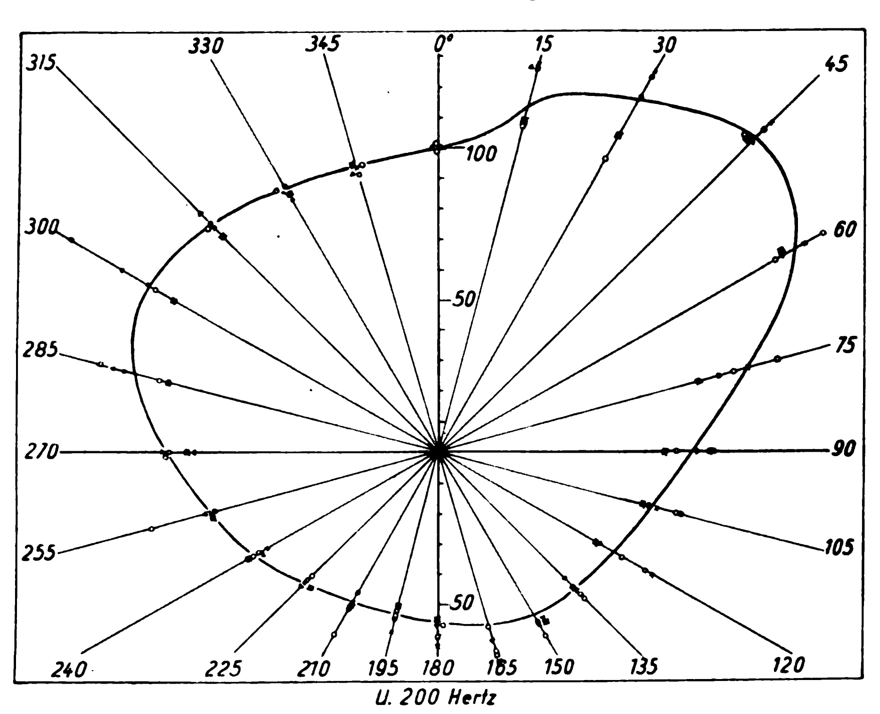


Abb. 11. Stimmrichtwirknng beim *U* (andere Versuchsperson, tiefere Stimmlage)

der vom Kehlkopf aus angeregt wird, eine nicht unerhebliche Rolle zu spielen.

Gering ist die Richtwirkung des U, die Druckamplitude sinkt auf etwa 50%. In größerer Entfernung vom Munde muß bei den tiefen Frequenzen des U die Richtwirkung noch wesentlich geringer

sein, man befindet sich ja im Gegensatz zu den I- und S-Versuchen bei den U-Versuchen in einer Entfernung vom Kopfe, die nicht groß ist gegen die Wellenlänge des abgestrahlten Schalles.

Die U-Kurven besitzen nicht die hervorragende Symmetrie der S-Kurve, es ist hierzu folgendes zu bemerken:

Die Versuche wurden auf einer Plattform auf dem Laboratoriumsdach durchgeführt. Auf der einen Seite der Plattform befand sich in etwa 3 m Entfernung ein schräger Dachgiebel, der bei diesen tiefsten Frequenzen relativ zur Wellenlänge so nahe ist, daß ein merkbarer Einfluß zustande kommt. Kontrollversuche in einem mit Filzdecken verkleideten akustischen Raum ergaben Schwankungen der gleichen Größenordnung (um etwa 50%). Es ist nicht leicht, die tiefsten Frequenzen so zu absorbieren, daß man hierbei ganz einwandfreie Resultate erzielt, überdies war der derzeit zur Verfügung stehende Raum nicht groß genug (nur etwa 3×5 m), um einwandfreie Messungen der tiefsten Frequenzen zu erlauben.[4])

Praktisch läßt sich aus den Messungen folgern, daß die Richtwirkung der Stimme sehr beträchtlich ist und namentlich für die höheren Frequenzen (z. B. I-Formant, Zischlaute und dergleichen) Werte annimmt, die die Sprachverständlichkeit nennenswert beeinflussen müssen. Es muß dieser Umstand vor allen Dingen bei Aufnahme von Sprache mittels Mikrophon beachtet werden, nur in einem Winkel von etwa $2 \cdot 45^0$ kann eine einigermaßen gleichmäßige Sprachverständlichkeit erwartet werden. Schließlich ist noch darauf hinzuweisen, daß bei Berechnung der Leistungsverteilung der verschiedenen Sprachlaute im Frequenzspektrum die Berücksichtigung der Stimmrichtwirkung erforderlich ist. Den Leistungsberechnungen wurde bisher die Intensitätsverteilung in der Mittelnormalen zugrunde gelegt, wobei sich nach dem Obenstehenden erhebliche Fehler ergeben.

Zusammenfassung

Über eine experimentelle Untersuchung der Richtwirkung der menschlichen Stimme wird berichtet. Die Messungen wurden im Hauptformantgebiet des U (200—400 Hertz) im hohen Formantgebiet des I (3300—3600 Hertz) und im Formantgebiet des S (um 6000 Hertz) durchgeführt. Die höheren Frequenzgebiete werden stark gerichtet abgestrahlt, infolge der Trichterwirkung des Mundes ist die Richtwirkung tatsächlich größer, als sie sich theoretisch berechnet, wenn man, wie früher geschehen, nur die Schattenwirkung des kugelförmig angenommenen Kopfes für eine in der Kugeloberfläche liegende Schallquelle diskutiert.

(Eingegangen am 3. Oktober 1929)

[4]) Die I-Richtwirkungskurve (Abb. 9) liegt nicht ganz symmetrisch zur Mittelachse, wohl weil die betreffende Versuchsperson bei dieser einen, schnell hintereinander photographisch aufgezeichneten Meßreihe in nicht ganz richtiger Orientierung auf dem Drehschemel saß. Straßenlärm, Eisenbahnzüge u. dgl. wirkten während der verkehrsstarken Stunden so stark auf die hochwertigen, praktisch schwellenwertfreien Empfänger, daß die Versuche auf dem Dach nur während weniger, ruhiger Stunden nach Mitternacht durchgeführt werden konnten, ein Umstand, der die Versuche naturgemäß erschwerte.

Über die Vokale

(Physikalisch-Technische Reichsanstalt Berlin-Charlottenburg)

Von V. Engelhardt und E. Gehrcke, Berlin

Inhalt: Versuche über den Vokalcharakter von reinen Sinusschwingungen und von den für die einzelnen Vokale charakteristischen Schwingungsformen bei verschiedenen Darbietungsgeschwindigkeiten. Wiedergabe der Ergebnisse in Kurvenform zur Prüfung der Absolut- und Relativtheorie der Vokale.

Die Erklärungsgründe dafür, daß gewisse Klänge als Vokale angesprochen werden, lassen sich kurz in zwei Theorien zusammenfassen; die erste, die „Absoluttheorie", sieht das Kennzeichen der Vokale in gewissen in ihnen enthaltenen Tönen von absoluter Tonhöhe; die zweite, die „Relativtheorie", sieht das Wesen des Vokals in dem relativen Verhältnis der Teiltöne zueinander, also in dem Klangbild, das dem Vokal eigentümlich ist. Nach Stumpf[1]) fällt die Entscheidung zwischen beiden Theorien „prinzipiell zugunsten der ersteren" aus, doch spricht Stumpf der Relativtheorie nicht jede Bedeutung ab.

Zur Prüfung dieser Auffassungen haben wir sowohl den Vokalcharakter möglichst reiner Sinusschwingungen untersucht als auch die für die einzelnen Vokale charakteristischen Schwingungsformen mit verschieden schneller Geschwindigkeit akustisch erzeugt und so die Abhängigkeit der Vokalklänge von der absoluten Größe der Schwingungszahl quantitativ bestimmt, wie im folgenden kurz berichtet wird. Die eingehendere Veröffentlichung soll an anderer Stelle erfolgen.

1. Reine Töne. Der Vokalcharakter reiner Töne wurde in neuerer Zeit von Köhler untersucht, der durch drei verschiedene Vpn. an einer Reihe von Stimmgabeln die Vokalcharaktere beurteilen ließ. Köhlers Ergebnisse faßte Stumpf[2]) in dem in Abb. 1 wiedergegebenen Schema zusammen. Hiernach sind die Vokale *u*, *o*, *a*, *e*, *i* durch ganz bestimmte Stellen im Tonspektrum, Urvokale genannt, gekennzeichnet. Die Schwingungszahlen dieser Urvokale (rund 250, 500, 1000, 2000, 4000 Hertz) stehen zueinander im Oktavenverhältnis,

[1]) Stumpf, Die Sprachlaute, S. 311 Berlin 1926.
[2]) Stumpf, l. c., S. 321.

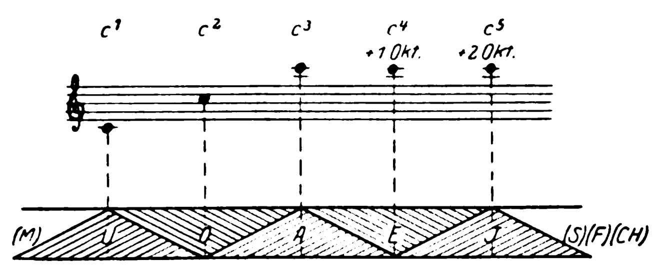


Abb. 1. Schema der Vokalitäten nach Koehler-Stumpf

so daß man von einem Oktavengesetz sprechen kann. Dem Einwand Stumpfs gegen die von Köhler hauptsächlich angewandte Methode, die darin bestand, daß Köhler durch die Vpn. diejenige Stelle im Tonspektrum suchen ließ, welche einem vorgegebenen Vokal am besten entsprach, trugen wir dadurch Rechnung, daß wir umgekehrt unseren Vpn. beliebig herausgegriffene reine Töne zur Beurteilung des Vokalcharakters darboten. Wir untersuchten ferner nicht nur eine größere Zahl (50) von Vpn., sondern wählten diese außer zweien (uns selbst) so aus, daß sie völlig unvoreingenommen

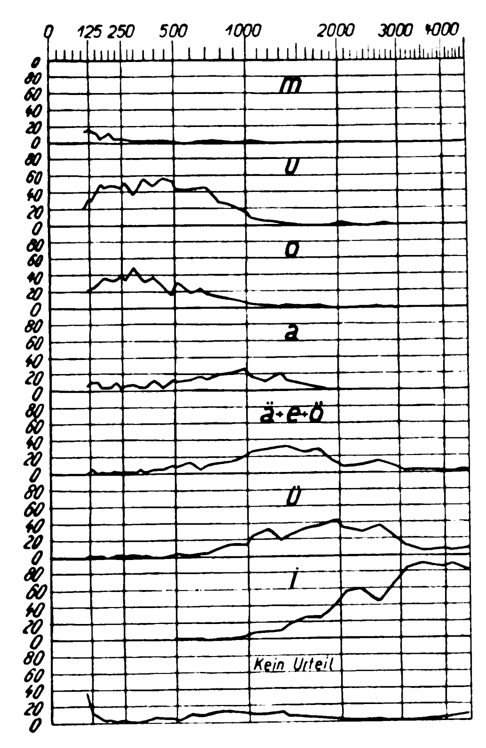


Abb. 2. Abhängigkeit des Vokalcharakters reiner Töne von der Schwingungszahl

waren. Das Tonspektrum stellten wir mit einem elektrischen Überlagerungssummer der Siemens & Halske A.G, her, durch welchen ein elektrostatischer Lautsprecher nach Engl erregt wurde. Das Ergebnis ist in Abb. 2 graphisch dargestellt. Abszisse ist die Schwingungszahl der reinen Töne in Hertz, Ordinate die in Prozenten ausgedrückte Häufigkeit der auf den betreffenden Vokal entfallenden Urteile, wobei die Urteile sämtlicher Vpn. zusammengenommen sind.

Man ersieht aus Abb. 2, daß die Reihenfolge der Maxima der Kurven für die Vokale *i*, *e*, *a*, *o* dem Oktavengesetz einigermaßen entspricht, daß aber das Maximum von *u* mit dem von *o* praktisch zusammenfällt. Ferner sieht man, daß bei dem Vokal *i* das ausgeprägteste Maximum vorhanden ist und dieser Vokal bis 90 % der Fälle mit bestimmten reinen Tönen bei 4000 Hz assoziiert wird; weniger ist dies der Fall bei *o* und *u* und am wenigsten bei *a* und *e*, die auch das breiteste Verteilungsgebiet im Tonspektrum besitzen. Da die Streuungsgebiete der einzelnen Vokalurteile im Tonspektrum übereinandergreifen und sehr breit sind, im Gegensatz zu Abb. 1, in der ein einzelner Vokal nur ein über 2 Oktaven gehendes Streuungsgebiet hat, so dürfte diese Abb. 1 nur als eine ziemlich schematische Wiedergabe der wirklichen Verhältnisse anzusprechen sein.

Die verschiedenen Vpn. verhielten sich hinsichtlich der Beurteilung der Vokalcharaktere reiner Töne durchaus nicht gleich, denn wir konnten ganz bestimmte Typen unterscheiden, deren Behandlung im einzelnen hier aber zu weit führen würde. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die reinen Töne zwar mit Vokalcharakteren assoziiert erscheinen, daß dieser Assoziationsgrad aber sowohl von Vokal zu Vokal wie auch für verschiedene Typen von Vpn. verschieden ist. Die zahlenmäßig ausgedrückte Häufigkeit der bei einer bestimmten Schwingungszahl auf einen Vokal entfallenden Urteile gibt die Stärke des Assoziationsgrades an, welche für die nach dem Oktavengesetz zu erwartende Schwingungszahl für *i* am größten ist, für *u* und *o* bereits schwächer wird, und am schwächsten für *a* und *e* ist.

2. **Vokalklänge in Abhängigkeit von der absoluten Tonhöhe.** Es wurden die Vokale sowohl einzeln für sich als auch in Verbindung mit Konsonanten auf Grammophonplatten der Firma Lindström A. G. Berlin gesprochen und dann mit verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten unter Benutzung einer Reißschen Elektrodose mit Widerstandsverstärker und Sektorphon-Lautsprecher der Firma Grawor, Berlin, abgehört.[3]) Bald nach Erfindung des Phonographen sind qualitative Versuche dieser Art schon von vielen Autoren gemacht worden.[4]) Uns kam es darauf an, die quantitative

---

[3]) Der Firma Lindström möchten wir für die Herstellung der Platten und Überlassung eines Grammophons, der Firma Grawor für die Überlassung des Lautsprechers auch an dieser Stelle bestens danken.

[4]) Vgl. L. Hermann, Pflügers Archiv für Physiologie **47** (1890), 42.



Abhängigkeit des Vokalcharakters von der absoluten Tonhöhe festzustellen. Sechs Vpn. lieferten uns für jeden Vokal bei jeder einzelnen Geschwindigkeit 120 Urteile, die in den Abb. 3 bis 7 graphisch dargestellt wurden. Abszisse ist die Umlaufsgeschwindigkeit der Grammophonplatten, wobei 80 Umdrehungen in der Minute die den Vokal genau wiedergebende richtige Geschwindigkeit darstellt; Ordinate ist die Prozentzahl der für die einzelnen Vokale abgegebenen Urteile. Hierbei sind in den Abbildungen nur Urteile von größerer Häufigkeit aufgenommen worden.

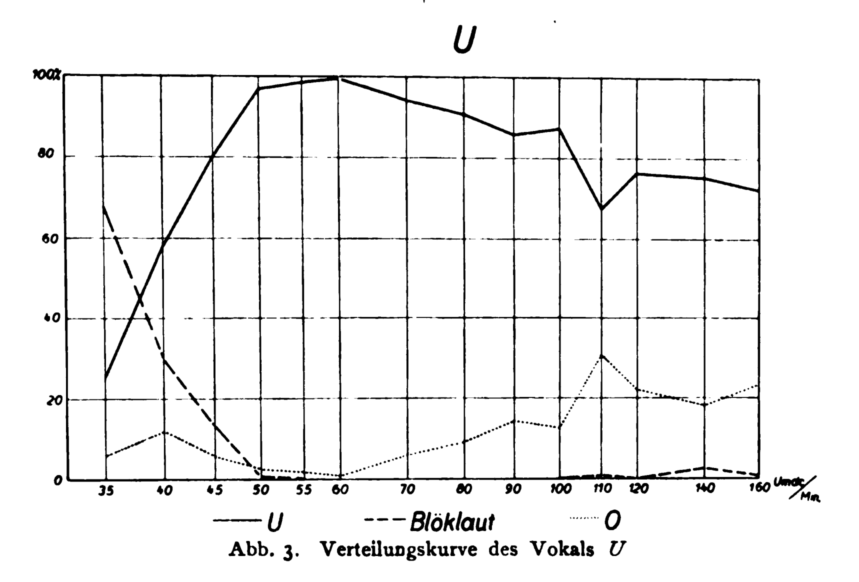


Abb. 3. Verteilungskurve des Vokals *U*

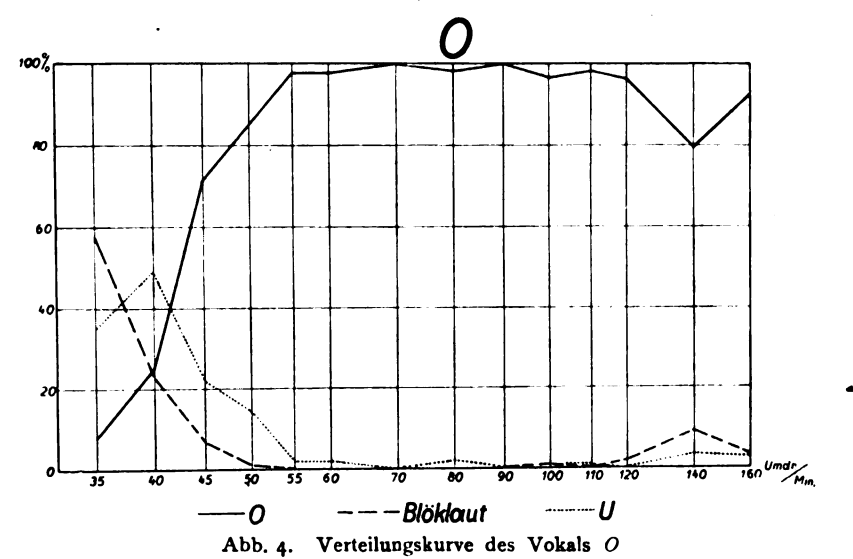


Abb. 4. Verteilungskurve des Vokals *O*

Wie man sieht, wird der Vokal *a* sowohl bei Erniedrigung als auch bei Erhöhung der Umlaufszahl von etwa 40 bis 160 Umdrehungen in der Minute, also über 2 Oktavenbereiche hin als *a* aufgefaßt. Dieses Verhalten erscheint nur durch die Relativtheorie verständlich. Bei den anderen Vokalen wird ebenfalls, wenn auch über einen kleineren Bereich von Umlaufsgeschwindigkeiten hin, der Vokal als solcher festgehalten. Es ist demnach eine bemerkenswerte Unabhängigkeit des Vokalurteils von der absoluten Tonhöhe zu beobachten, was durchaus im Sinne der Relativtheorie liegt. Insbesondere fallen bei abweichenden Urteilen diese außer in den beiden folgenden Fällen nie im Sinne des Oktavengesetzes aus: Nur bei *o* und *u* tritt eine merkliche Vertauschung der Vokalurteile ein, wenn man auf etwa die doppelte oder halbe Drehgeschwindigkeit geht. So zeigt Abb. 5, daß der Vokal *o* in 40% der Fälle für ein *u* gehalten wird, wenn man ihn mit halber Umdrehungsgeschwindigkeit, also mit den Frequenzen der tieferen Oktave reproduziert. In

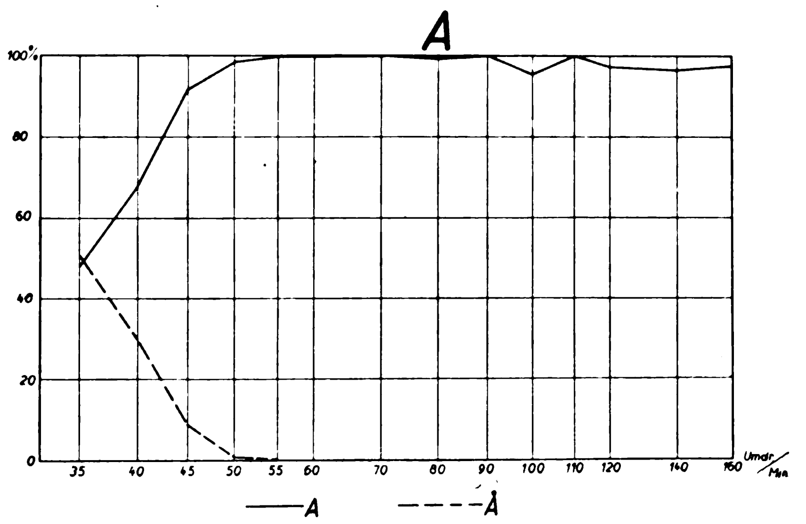


Abb. 5. Verteilungskurve des Vokals *A*

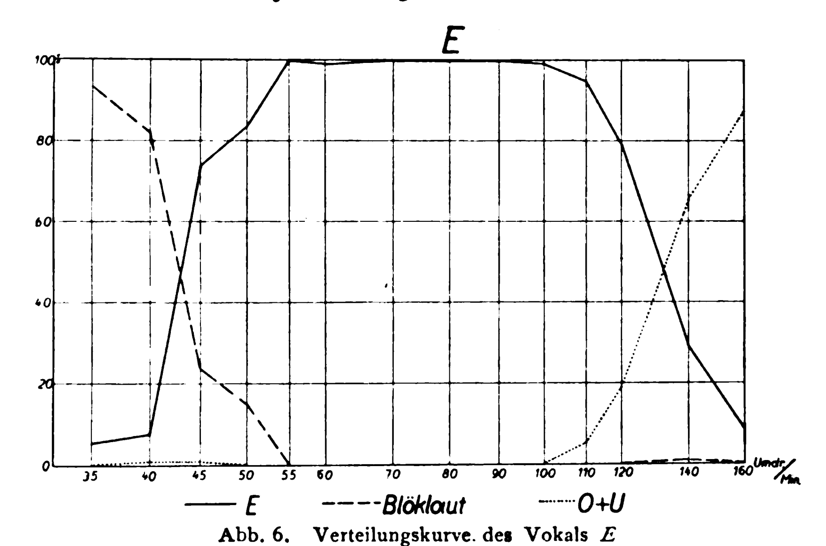


Abb. 6. Verteilungskurve des Vokals *E*

J

100%
80
60
40
20
0
35 40 45 50 55 60 70 80 90 100 110 120 140 160 Umdr./Min.

—— J - - - - Ü ········ U+O

Abb. 7. Verteilungskurve des Vokals *I*

ähnlicher Weise verwandelt sich *u* bei Erhöhung der Umlaufszahl in 20—30% der Fälle in *o*. Für *o* und *u* ergibt sich demnach ein merklicher Einfluß der absoluten Tonhöhe und eine teilweise Übereinstimmung mit dem Oktavengesetz.

Ferner sei bemerkt, daß bei den langsameren Umlaufsgeschwindigkeiten, wie schon Hermann fand, die meisten Vokale als Blöklaute gehört werden. Wir haben auch den umgekehrten Versuch gemacht und gefunden, daß die künstlich erzeugten tierischen Blöklaute einer Grammophonplatte („Hirschruf"; Parlophonplatte P 1442—I) durch schnellen Umlauf als *a*, *u*, *o* oder *au* erscheinen. Übrigens zeigen die Stimmen verschiedener Vögel (Nachtigall, Schwarzplättchen, Gartengrasmücke, Kanarienvogel; Elektrolaplatte 8—4962/63) auch bei starker Abweichung der Drehungsgeschwindigkeit von der normalen keine Verwandlung in Vokaltöne, sondern bleiben reine Töne, deren Rhythmus und Gefühlswert allerdings für das menschliche Ohr mit der Herabsetzung der Umlaufsgeschwindigkeit der Grammophonplatte stark wächst.

Zusammenfassung

Beide Theorien, die Absolut- und die Relativtheorie, haben sich teilweise bestätigt. Die Vokale sind offenbar nicht nur durch eine, sondern durch zwei voneinander verschiedene Auffassungstendenzen im Hörapparat gegeben: durch das Erfassen der absoluten Tonhöhe von Formanten im Sinne der Absoluttheorie und durch das Erfassen der relativen Tonverhältnisse der Teiltöne des Vokals im Sinne der Relativtheorie. Beide Tendenzen sind von Vokal zu Vokal und auch von Vp. zu Vp. von verschiedener Stärke. Der Anteil der beiden Tendenzen läßt sich aus unseren Ergebnissen quantitativ entnehmen.

(Eingegangen am 3. Oktober 1929)

Interferenzen durch Kolbenmembranen von besonderer Form

Von H. Stenzel

(Aus dem Forschungs-Institut der AEG, Berlin-Reinickendorf-Ost)

Inhalt: Der Interferenzeinfluß auf die Frequenzkurven von Membranen wird an Beispielen erörtert. Insbesondere wird gezeigt, daß die theoretisch berechnete Frequenzkurve des Konuslautsprechers die wesentlichen Merkmale der praktisch gemessenen Kurve richtig darstellt.

Der Einfluß von Interferenzen bei akustischen Strahlern soll an drei Beispielen erörtert werden.

1. Zunächst soll es sich um den Interferenzeinfluß auf die Frequenzkurve einer kreisförmigen Kolbenmembran und einer Kombination von solchen handeln. Dabei gehen wir aus von der Richtcharakteristik einer kreisförmigen Kolbenmembran mit dem Durchmesser d, die sich in der Form schreiben läßt[1]):

$$R = \left| \frac{2\, J_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \gamma\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \gamma} \right|,$$

wo J_1 die Besselsche Funktion erster Ordnung bedeutet.

Wenn man $1/\lambda$ durch: $n \cdot 3 \cdot 10^{-5}$ ersetzt, so folgt:

$$R = \left| \frac{2\, J_1 (\pi d \sin \gamma \cdot 3 \cdot 10^{-5} \cdot n)}{\pi d \cdot \sin \gamma \cdot 3 \cdot 10^{-5} \cdot n} \right|.$$

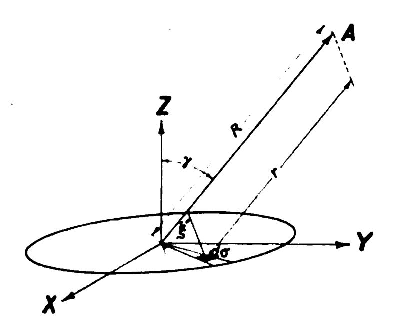
Die entsprechenden für die einzelnen γ gezeichneten Kurven ergeben (siehe Abb. 1) eine mit zunehmendem n wachsende Verzerrung. Das bedeutet, daß der nicht in der Mittelachse sich befindende Zuhörer mit einer starken Benachteiligung der höheren Frequenzen zu rechnen hat. Noch schlimmer wird dieser Interferenzeinfluß, wenn man etwa die Kombination von vier kreisförmigen Kolbenmembranen untersucht, die in 2 m Abstand aufgestellt sind. Die Frequenzkurve ist hier (vgl. Abb 2) gegeben durch

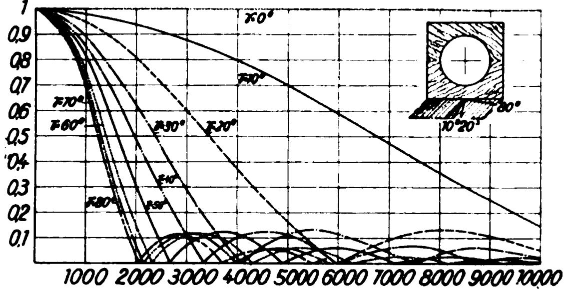
$$R = \left| \frac{\sin (4 \pi a \sin \gamma \cdot 3 \cdot 10^{-5} \cdot n)}{\sin (\pi a \sin \gamma \cdot 3 \cdot 10^{-5} \cdot n)} \cdot \frac{2\, J_1 (\pi d \sin \gamma \cdot 3 \cdot 10^{-5} \cdot n)}{\pi d \sin \gamma \cdot 3 \cdot 10^{-5} \cdot n} \right|.$$

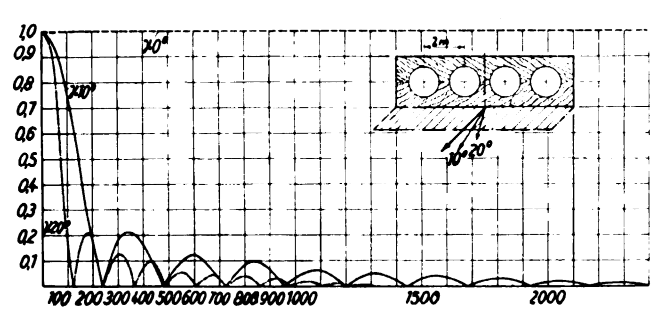
Günstiger kann man dagegen die Frequenzkurven machen, wenn man die vier Membranen möglichst übereinander mit einer gegenseitigen Verdrehung anordnet. In Abb. 3 sind die Frequenzkurven für vier solche Lautsprecher, die gegeneinander jedesmal um 30° verdreht sind, gezeichnet. Die Berechnung ergibt die Formel:

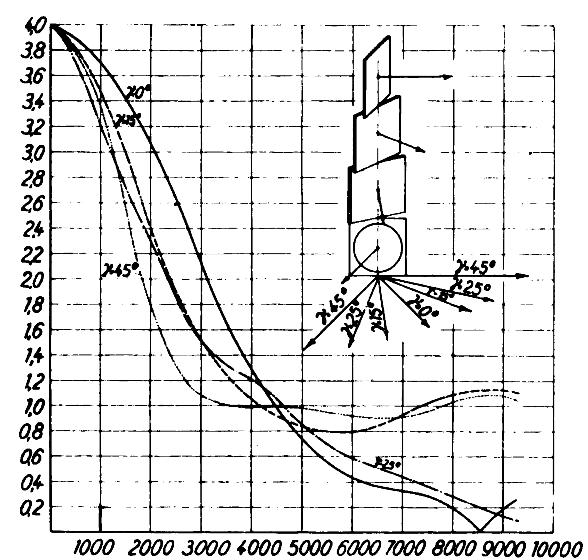
$$R = \left| \frac{2\, J_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \gamma\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \gamma} + \frac{2\, J_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin (\gamma + 30^0)\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin (\gamma + 30^0)} + \frac{2\, J_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin (\gamma + 60^0)\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin (\gamma + 60^0)} + \frac{2\, J_1 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin (\gamma + 90^0)\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin (\gamma + 90^0)} \right|.$$

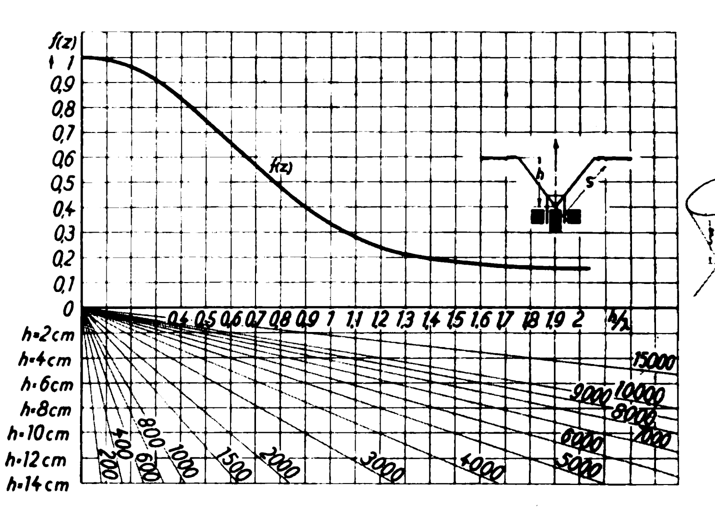
[1]) H. Stenzel, Über die Richtcharakteristik von in einer Ebene angeordneten Strahlern. ENT, Bd. 6, Heft 5, (1929), 168.

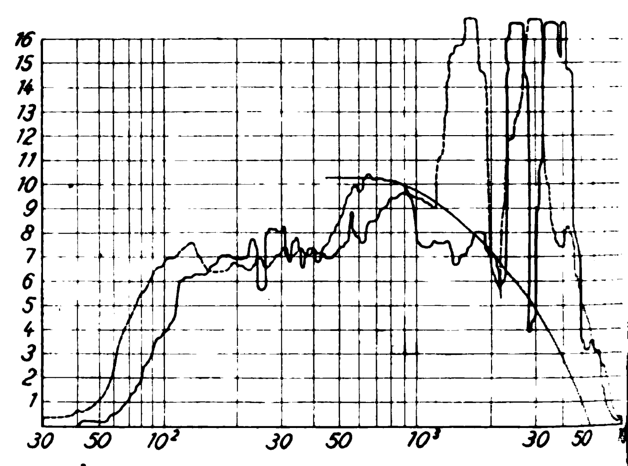


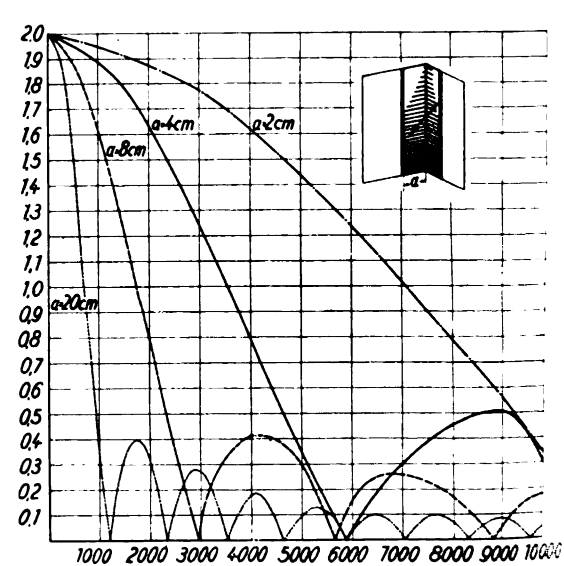

Abb. 1. Frequenzkurven der kreisförmigen Kolbenmembran bei verschiedener Lage des Aufpunktes


Abb. 2. Frequenzkurven einer Kombination von vier Membranen bei verschiedener Lage des Aufpunktes


Abb. 3. Frequenzkurven einer Kombination von vier Membranen bei verschiedener Lage des Aufpunktes


Abb. 4. Interferenz beim Konuslautsprecher


Abb. 5. Frequenzkurven der akustischen Strahlung beim Konuslautsprecher. Verhältnis der Konusse 3 : 4


Abb. 6. Frequenzkurven der einfachgeknickten Membran

2. Ferner sollen Kolbenmembranen, deren schwingende Fläche nicht in einer Ebene liegt, insbesondere Konusmembranen, betrachtet werden. Hier ergibt sich, daß außer dem Interferenzeffekt noch ein Resonanzeffekt eintritt. Der Interferenzeffekt für die Mittelachse läßt sich berechnen, indem man jedes Element der schwingenden Fläche als Einzelstrahler auffaßt und über die Fläche integriert (siehe Abb. 4). Und zwar folgt:

$$R = \mathfrak{R} \cdot \left| \int_0^s \varrho \cdot e^{i \varkappa \varrho \cdot \frac{h}{s}} d\varrho \right| .$$

Setzt man $x = \frac{2\pi h}{\lambda}$ zur Abkürzung, so folgt

$$R = \frac{2}{x^2} \sqrt{x^2 + 2 - 2(\cos x + x \sin x)}.$$

Die in der Abb. 4 gezeichnete Kurve zeigt, daß mit wachsender Höhe h des Konus ein immer stärkerer Abfall für die höheren Frequenzen eintritt.

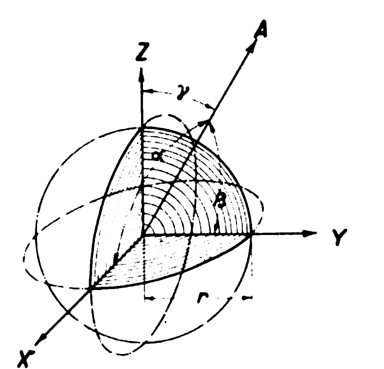
Dieser Interferenzeffekt wird überlagert durch einen Resonanzeffekt. Zur Erläuterung dient Abb. 5, in der die Frequenzkurven von zwei Konuslautsprechern, deren Dimensionen sich wie 3 : 4 verhalten, dargestellt sind. Man erkennt, daß die Resonanzfrequenzen des größeren Konus entsprechend tiefer liegen.

3. Endlich sollen zwei einfache räumliche Membrantypen erwähnt werden, für welche eine rechnerische Lösung möglich ist. Die einfachste derartige Membran besteht aus zwei rechteckigen Flächen, die unter einem rechten Winkel zusammenstoßen. Außerdem sind die schwingenden Flächen durch starre Wände fortgesetzt gedacht. Wenn man das strahlende Gebilde durch Spiegelung ergänzt, kann man die Grenzbedingungen erfüllen und bekommt die Formel

$$R = \left| \frac{\sin\left[\frac{2\pi a}{\lambda}\sin(\gamma + 45^0)\right]}{\frac{2\pi a}{\lambda}\sin(\gamma + 45^0)} + \frac{\sin\left[\frac{2\pi a}{\lambda}\sin(\gamma - 45^0)\right]}{\frac{2\pi a}{\lambda}\sin(\gamma - 45^0)} \right| .$$

Endlich kann man auf ähnliche Weise eine räumliche Kolbenmembran berechnen, die aus drei Viertelkreisflächen rechtwinklig zusammengesetzt ist (siehe Abb. 6). Diese Membran stimmt sehr angenähert mit der Membran des normalen Konuslautsprechers überein. Ergänzt man die strahlende Fläche wieder durch Spiegelung, so ergibt sich für die Aufpunktsgerade, die mit den Koordinatenachsen die Winkel α, β, γ bildet,

$$R = \left| \frac{2 J_1\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\sin\alpha\right)}{\frac{2\pi r}{\lambda}\sin\alpha} + \frac{2 J_1\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\sin\beta\right)}{\frac{2\pi r}{\lambda}\sin\beta} + \frac{2 J_1\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\sin\gamma\right)}{\frac{2\pi r}{\lambda}\sin\gamma} \right| .$$



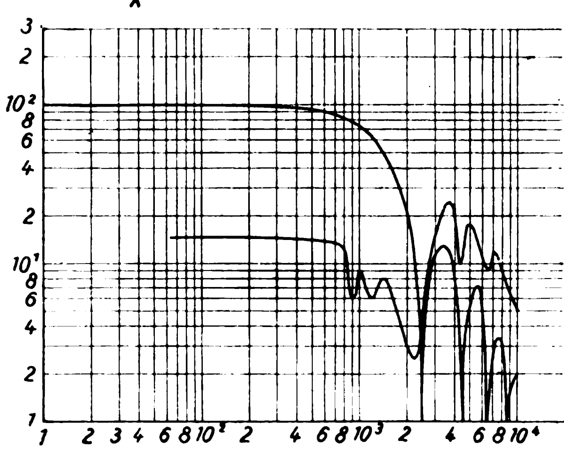


Abb. 7. Berechnete und gemessene Frequenzkurven beim Konuslautsprecher

und daraus folgt für die Mittelachse, für die $\alpha = \beta = \gamma = 54^0 44{,}3'$ ist:

$$R = \left| \frac{2 J_1\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\sin 54^0 44{,}3'\right)}{\frac{2\pi r}{\lambda}\sin 54^0 44{,}3'} \right| .$$

Der Vergleich der berechneten und gemessenen Kurven zeigt eine gute Übereinstimmung der charakteristischen Merkmale der beiden Kurven.

(Eingegangen am 10 Oktober 1929)

Zur Analyse von Geräuschen

Von Dr. M. Grützmacher, Berlin

(Mitteilung aus dem Reichspostzentralamt)

Inhalt: Ein Verfahren zur automatischen Aufzeichnung vom Geräuschspektrum wird beschrieben.

In einer früheren Arbeit[1]) ist ein Klanganalysierverfahren beschrieben, das mit einer Suchspannung arbeitet und die Klangbilder direkt aufzuzeichnen gestattet. In Abb. 1 ist das Schaltschema dieser Methode nochmals wiedergegeben. Die Suchspannung wird zu dem Frequenzgemisch hinzuaddiert; die so entstandene Summenspannung wird auf den quadratischen Knick einer Verstärkerröhre gegeben; es entstehen jeweils, wenn die Frequenz der Suchspannung einen Teilton des Frequenzgemisches überstreicht, Schwebungen, durch die Gleichrichtung Differenztöne, die herausgesiebt und photographisch aufgezeichnet werden.

Als Endergebnis des Verfahrens ergeben sich also Klangbilder, bei denen als Ordinate die Amplitude und als Abszisse die Frequenz erscheint.

Der Versuch liegt nun nahe, dieses Verfahren auch zur Analyse von Geräuschen zu benutzen. Man wird anstatt des Klanges ein Geräusch auf den Gleichrichter geben und feststellen, daß jetzt die Methode versagt. Es zeigt sich im Aufzeichnungsinstrument ein Dauerausschlag, der gänzlich unabhängig von der Suchfrequenz ist, der sogar noch bestehen bleibt, wenn die Suchfrequenz abgeschaltet wird.

Woher kommt dieser Dauerausschlag und wie kann man ihn vermeiden?

Ein Geräusch kann im Gegensatz zum Klang, der stets eine tiefste Grundfrequenz besitzt, zu der die anderen Teiltöne harmonisch liegen, alle auch beliebig dicht beieinanderliegenden Frequenzen enthalten. Infolgedessen entstehen bei der Gleichrichtung durch die Bildung des Gliedes e_g^2 (e_g = Geräuschspannung) beliebig tiefe Differenzfrequenzen, die durch das tiefabgestimmte Siebglied hindurchlaufen und einen von der Suchfrequenz unabhängigen Dauerausschlag hervorrufen. Bei einer Geräuschanalyse muß also in erster Linie eine Schaltung angewandt werden, bei der das Glied e_g^2 vor der Siebkette nicht vorhanden ist.

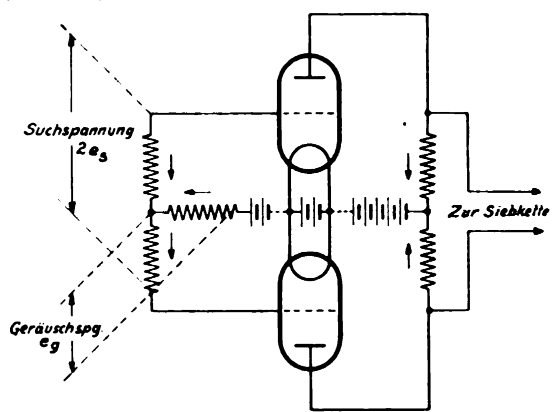


Abb. 2. Gegentaktgleichrichtung für eine Geräuschanalyse

Die in Abb. 2 wiedergegebene Gegentaktgleichrichterschaltung erfüllt diese Bedingung. An dem Gitter der oberen Röhre liegt die Spannung ($e_g - e_s$) (e_g = Gitterspannung, e_s = Suchspannung); am Eingang der unteren Röhre die Spannung ($e_g + e_s$). Arbeitet man am quadratischen Knick der Gleichrichterröhren, der verhältnismäßig einfach zu finden ist[2]), so ergeben sich die Ausgangsspannungen

$[e_g - e_s + (e_g - e_s)^2]$ bzw. $[e_g + e_s + (e_g + e_s)^2]$.

$$\left.\begin{array}{r} e_g - e_s + e_g^2 - 2\,e_g e_s + e_s^2 \\ -\,e_g - e_s - e_g^2 - 2\,e_g e_s - e_s^2 \\ \hline -\,2\,e_s \qquad -\,4\,e_g e_s \end{array}\right\} \qquad (1)$$

Die Subtraktion dieser beiden Spannungen voneinander, eine Operation, die die Gegentaktschaltung durchführt, führt zu dem in der Formel (1) wiedergegebenen Ergebnis. Alle quadratischen Glieder fallen heraus. Nur das für das Geräuschbild maßgebende Produkt $e_g \cdot e_s$ und die nichtstörende Spannung der Suchfrequenz bleiben bestehen.

Wieweit das Produkt $e_s \cdot e_g$ ein Geräuschspektrum wiederzugeben vermag, hat H. Salinger[3]) theoretisch behandelt. Nach seinen Überlegungen ergeben sich für die hier benutzte Geschwindigkeit der Suchfrequenzänderung und die dabei benutzte Spaltbreite des elektrischen Siebes von etwa ± 30 Hertz keinerlei Bedenken für die Richtigkeit der Analyse.

Die Durchführung der Geräuschanalyse geschieht also in der in Abb. 1 skizzierten

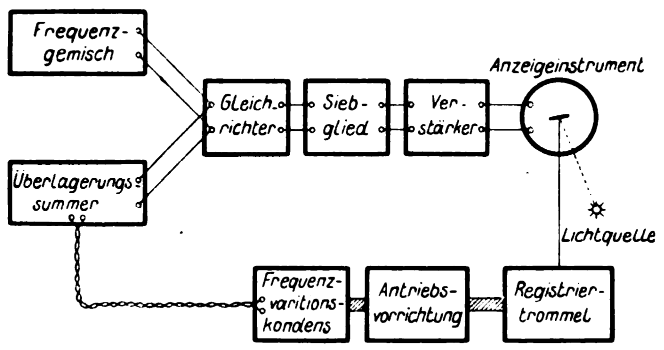


Abb. 1. Schaltbild einer Klanganalyse

[1]) M. Grützmacher, „Eine neue Methode der Klanganalyse", Zeitschr. f. techn. Phys. 8, Heft 11 (1927), 506; ENT. 4 (1927), 534.

[2]) Siehe die unter Anm. 1 zitierte Arbeit.

[3]) H. Salinger, ENT. 8 (1929), 293.



Schaltung, wobei zur Gleichrichtung eine Gegentaktschaltung nach Abb. 2 benutzt wird. Als Anzeigeinstrument wird ein Thermoelement mit nachfolgendem Spiegelgalvanometer verwendet. Einmal wird so durch die Trägheit des Thermoelementes eine gute Integrierung über einen größeren Zeitabschnitt gewährleistet, zweitens erhält man den quadratischen Mittelwert, der bei einer so unregelmäßigen Schwingung, wie sie ein Geräusch darstellt, als einziger den Energieinhalt angeben kann.

Die Ausgangsspannung des Überlagerungssummers, wie auch der Wirkungsgrad des Schallaufnahmegerätes müssen möglichst für alle Frequenzen konstant sein. Bei den folgenden Geräuschbildern wurde zur Umsetzung des Geräusches in elektrische Spannungsschwankungen ein Kondensatormikrophon verwendet, dessen Frequenzkurve in Abb. 3 zusammen mit der Kurve der Ausgangs-

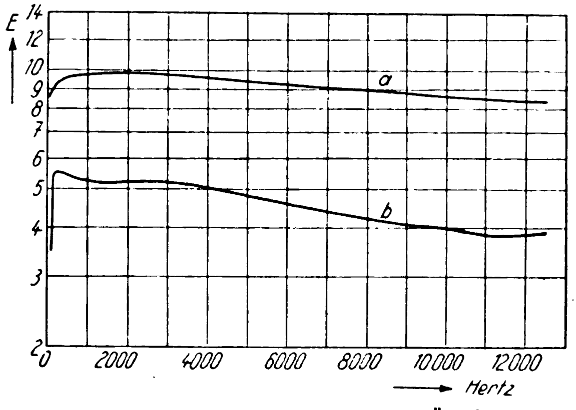


Abb. 3. Kurve *a*) Ausgangsspannung des Überlagerungssummers
Kurve *b*) Frequenzkurve des Kondensatormikrophons

spannung des Überlagerungssummers wiedergegeben ist. Das Mikrophon arbeitete in einer Hochfrequenzanordnung und wurde in bekannter Weise[4]) auf elektrischem Wege geeicht. Hinter dem Mikrophonsystem war ein Impulsmesser[5]) angeschlossen, der eine dauernde Lautstärkekontrolle ermöglichte.

Geräuschbilder

Abb. 4 zeigt das Geräuschbild eines künstlichen Geräusches. Der Drehkondensator eines Überlagerungssummers wurde durch einen Motor etwa 10 mal in der Sek. um 360° gedreht, wodurch sich die Frequenz des Überlagerungssummers jedesmal um ± 175 Hertz um eine mittlere Frequenz von 525 Hertz veränderte. Im Geräuschbild darf also nur ein Beitrag innerhalb dieses begrenzten Bereiches auftreten, was auch tatsächlich der Fall ist.

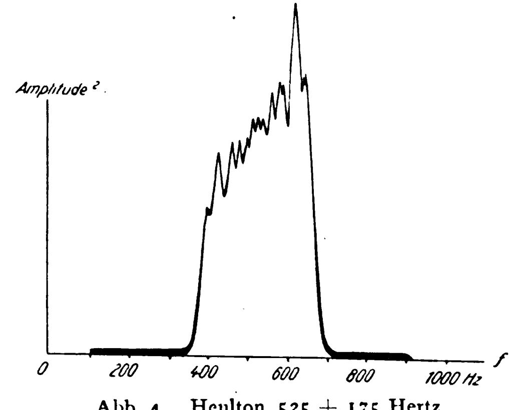


Abb. 4. Heulton 525 ± 175 Hertz

Die Abb. 5 u. 6 zeigen die Zusammensetzung des Konsonanten S. Zu beachten ist das außerordentlich breite und hochliegende Frequenzspektrum, das im Fall des besonders scharf und nahe am Mikrophon gesprochenen „S" bis über 13000 Hertz

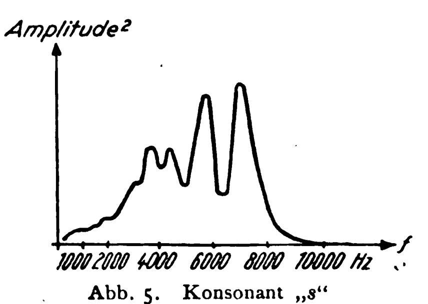


Abb. 5. Konsonant „s"

hinausgeht. Die einzelnen Maxima und Minima innerhalb der Kurven sind kaum als reell anzusprechen. Der Sprecher muß 2—3 Min. lang möglichst schnell hintereinander „S" sprechen, wobei eine konstante Lautstärke schwierig einzuhalten ist.

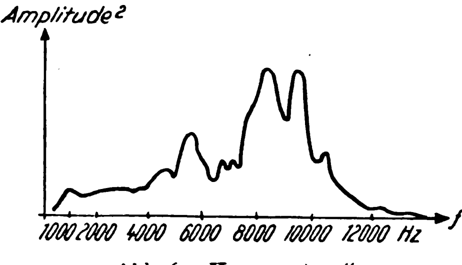


Abb. 6. Konsonant „s"

Das Geräuschbild eines Staubsaugers ist in Abb. 7 wiedergegeben. Bei 2500 Hertz war ein Maschinenton deutlich wahrzunehmen, der infolge der verhältnismäßig großen Energie im Geräuschbild stark hervortritt.

---

4) M. Grützmacher u. E. Meyer, ENT. Bd. **4**, S. 203—211.
5) D. Thierbach, Zeitschr. f. techn. Phyh. **9**, Heft 11 (1928), 438.

Das Geräuschbild eines Bunsenbrenners (Abb. 8) zeigt wieder das für alle Geräusche charakteristische breite Frequenzspektrum. Die Hauptenergie liegt bei ganz tiefen Frequenzen um 100 Hertz, doch bis zu 8000 Hertz ist noch ein reeller Beitrag festzustellen.

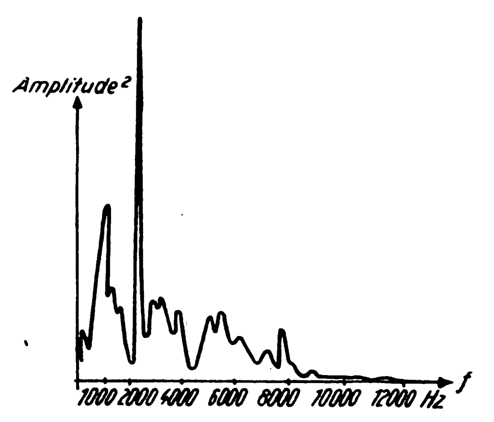


Abb. 7. Geräusch eines Staubsaugers

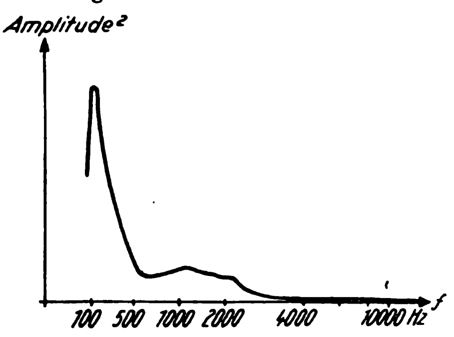


Abb. 8. Geräusch eines Bunsenbrenners

Zusammenfassung

Ein schon bekanntes Klanganalysierverfahren, das mit einer Suchspannung arbeitet, wird zur Analyse von Geräuschen ausgebaut. Zur Gleichrichtung wird eine Gegentaktschaltung benutzt, die infolge der Vermeidung der quadratischen Glieder die Geräuschanalyse ermöglicht. Als Anzeigeinstrument wird ein Thermoelement mit nachfolgendem Spiegelgalvanometer benutzt. Es werden Geräuschbilder des Konsonanten S, eines Staubsaugers und eines Bunsenbrenners mitgeteilt.

(Eingegangen am 25. Oktober 1929)

Klanganalyse mit einem Einfadenelektrometer

Von M. Grützmacher, Berlin

Mitteilung aus dem Reichspostzentralamt

Inhalt: Ein Klanganalysierverfahren, das mit einem Einfadenelektrometer durchgeführt werden kann, wird beschrieben.

Bei den meisten bisher beschriebenen Analysierverfahren mit Suchfrequenz wird eine Wechselspannung erzeugt, die das Produkt aus der zu analysierenden Spannung und der Suchspannung dargestellt. Man erhält dieses Produkt entweder auf rein elektrischem Wege durch Arbeiten auf einer nichtlinearen möglichst quadratischen Kennlinie einer Verstärkerröhe, oder nach dem eleganten Verfahren, das E. Meyer[1]) angegeben hat, direkt schon im Kohlemikrophon, indem man dieses Mikrophon anstatt mit einem Gleichstrom mit dem Wechselstrom der Suchfrequenz speist.

Man kann aber auch eine Analyse durchführen, wenn dieses Produkt — zu analysierende Spannung mal Suchspannung — nur als Kraft besteht, die auf ein schwingungsfähiges Gebilde einwirkt. Ein solches Verfahren nach dem elektrodynamischen Prinzip hat erstmalig Gerlach[2]) beschrieben. Ein ähnliches Verfahren, das elektrostatische Kräfte benutzt, soll im folgenden erläutert werden.

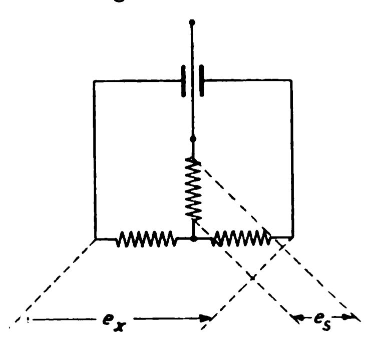


Abb. 1. Elektrometerschaltung für eine Klanganalyse

Man legt die zu analysierende Spannung e_x und die Suchspannung e_s in der in Abb. 1 skizzierten Weise an ein Einfadenelektrometer. Dann wirkt, wie eine einfache Rechnung ähnlich der in der vorhergehenden Arbeit bei der Gleichrichtung durchgeführten Rechnung zeigt, eine Kraft auf den Faden ein, die proportional $e_s \cdot e_x$ ist. Verlegt man weiter durch loses Spannen die Eigenschwingung des Fadens zu ganz tiefen Frequenzen, so wird jeweils, wenn die Frequenz der Suchspannung die Frequenz eines Teiltones überstreicht, der Faden unter dem Einfluß einer im Rhythmus der Differenzfrequenz pulsierenden Kraft mitschwingen. Wird e_s die Suchspannung für den gesamten Frequenzbereich konstant gehalten (Überlagerungssummer), so gibt die Amplitude des Fadens direkt die Amplitude der Teiltöne wieder.

Bei den meisten Messungen (nichtlineare Verzerrung von Verstärkern, Sendern, Transformatoren usw.) wird man die Amplitude des Fadens in der üblichen Weise durch ein Fernrohr ablesen, wobei

[1]) E. Meyer, ENT, 5, (1928), 398.
[2]) E. Gerlach, Zeitschr. f. techn. Phys., 8, (1927), 515.

man mit einem Feinkondensator die Suchfrequenz so einstellt, daß der Faden langsam hin und her-wandert.

Soll das Klangbild aufgezeichnet oder der Faden zur objektiven Ablesung projiziert werden, so ist die Optik, entsprechend Abb. 2 umzuändern.

Die Empfindlichkeit des Verfahrens hängt ab von der Empfindlichkeit des Elektrometers. Mit hochempfindlichen Elektrometern können Wechselspannungen von 0,5 Volt analysiert werden, wobei allerdings eine Suchspannung von etwa 200 Volt anzuwenden ist.

pol, so erscheint im Klangbild der Oberton der Suchfrequenz stets bei der halben Frequenz des reinen Tones. Der neuentstandene, für die Verzerrung maßgebende Oberton dagegen wird nicht gefälscht.

Zusammenfassung

Ein einfaches Klanganalysierverfahren mit Hilfe eines Einfadenelektrometers wird beschrieben. In einer bestimmten, symmetrischen Anordnung wird eine Suchspannung und das zu untersuchende elektrische Frequenzgemisch an das Elektrometer angelegt. Auf den Elektrometerfaden wirken dann Kräfte ein, die proportional dem Produkt dieser beiden Wechselspannungen sind. Stimmt man den Faden so ab, daß er nur für ganz tiefe Frequenzen mitschwingen kann, so wird er jeweils, wenn die Suchspannung die Frequenz eines Teiltones durchläuft, im Rhythmus der Differenzfrequenz mitschwingen. Ist die Suchspannung für alle Frequenzen konstant, so ist die Amplitude der Fadenschwingung direkt der Amplitude des Teiltones proportional.

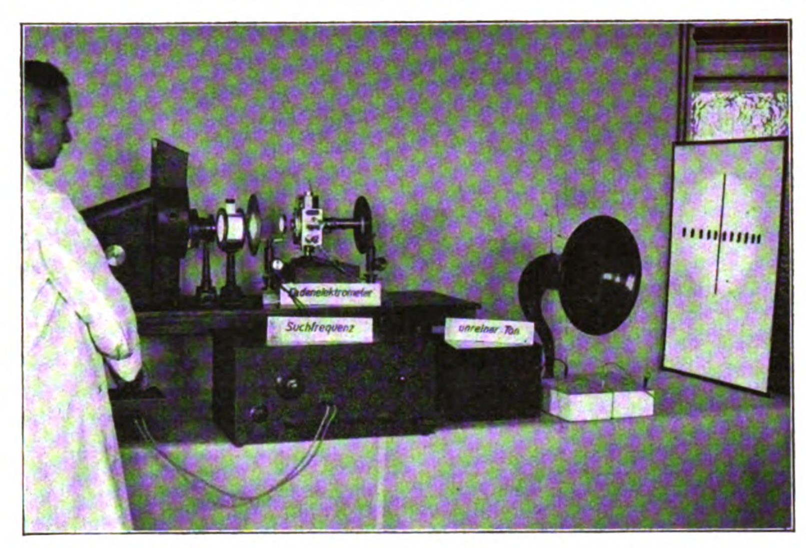


Abb. 2. Objektive Darstellung einer Klanganalyse mit Einfadenelektrometer

Der Vorteil der neuen Methode liegt in erster Linie wohl in der großen Einfachheit des Verfahrens. Weiter ist aber auch die absolute Sicherheit der Analyse von Wichtigkeit. Führt der Faden bei irgendeiner Frequenz der Suchspannung Schwingungen aus, so ist dort auch bestimmt ein Teilton im Frequenzgemisch vorhanden; es sei denn, man zweifelt an dem quadratischen Anziehungsgesetz zwischen zwei geladenen Körpern. Auch eine Unreinheit der Suchfrequenz stört nicht bei einfachen Nichtlinearitätsmessungen. Gibt man z. B. einen reinen Ton auf den verzerrenden Vier-

(Eingegangen am 25. Oktober 1929)

---

3. Abteilung: **Wärme**

Probleme des Verbrennungsmotors

Von L. Richter, Wien

Inhalt: Praxis und Theorie. Zünder- und Brenner-, Zwei- und Viertaktmotoren. Gemischauswechslung und Wärmefluß. Kreisprozesse. Verbrennung im Zünder- und Brennermotor. Mechanische und thermische Fragen des Kraftmaschinenbaues.

Die bei der Entstehung einer Maschinenbauart vorherrschenden schöpferisch-gestaltenden Gedankengänge werden bei weiterer Entwicklung in zunehmendem Maße von Überlegungen durchsetzt, welche auf die physikalisch-chemischen Grundlagen der betreffenden Vorgänge eingehen. Wie im Dampfturbinenbau, im Flugwesen, in der Elektrotechnik und in der chemischen Industrie hat diese Arbeitsweise auch im Verbrennungsmotorenbau zu großen Erfolgen geführt, unter denen ich beispielsweise den 15000 PS-Dieselmotor der Hamburgischen Elektri-

zitätswerke (1), die Gewichtsverminderung der Flugmotoren weit unter 1 kg/PS_e, die bekannten überraschenden Dauerleistungen solcher leichter Motoren und den außerordentlich niedrigen Wärmeverbrauch von Dieselmotoren, besonders mit Druckeinspritzung (herunter bis etwa 1700 kcal/PS_eh, entsprechend wirtschaftlichen Wirkungsgraden von etwa 37%) nenne. „Daß das früher gewesene Nacheinander von Praxis und Theorie durch ein Nebeneinander und Miteinander ersetzt wurde" (2), war ein Gebot der Notwendigkeit und ist besonders der aus rechtzeitiger Erkenntnis dieser Notwendigkeit entspringenden Richtung der Ingenieurausbildung und der immer enger werdenden Zusammenarbeit zwischen Ingenieur und Physiker zu verdanken. Als ein Zeichen dieser Zusammenarbeit betrachte ich auch die Einladung, in Ihrem Kreise über Probleme des Verbrennungsmotors zu sprechen.

Ich kann hier nur einzelne Fragen herausgreifen, aber Sie werden doch sehen, wieviel weitere Arbeit noch notwendig ist und wie sehr die Praxis durch die Theorie gefördert werden kann.

Zwei Hauptgruppen der Verbrennungsmotoren lassen sich nach Kutzbach (3) heute unterscheiden: Zünder- und Brennermotoren.

Bei Zündermotoren wird das zündfähige Brennstoffluftgemisch außerhalb des Brennraumes in einer Mischvorrichtung (Mischventil, Vergaser) gebildet, dem Brennraum zugeführt und durch äußere Wärmequellen, meist durch elektrische Funken, gezündet, um dann im Zylinder einer Kolbenmaschine oder an den Schaufeln eines Kreiselrades Arbeit zu leisten. Gas- und Vergasermotoren sind die wichtigsten Untergruppen der Zündermotoren.

Bei Brennermotoren wird reine Luft verdichtet, und zwar meist über die Selbstzündungstemperatur des Brennstoffes und im Brennraume selbst, und dann der Brennstoff — meist in flüssiger Form, jedoch sind auch aussichtsreiche Versuche mit Kohlenstaub als Brennstoff (4) im Gange und auch das Einblasen reiner Brenngase wurde gelegentlich vorgeschlagen — getrennt dem Brennraum zugeführt; die Zündung erfolgt durch die Verdichtungswärme der Luft allein (Dieselmotor) oder durch heiße Teile des Brennraumes (Glühkopfmotor); auch elektrische Hilfszündung, besonders für das Anlassen, wurde versucht.

Da eigentliche Verbrennungsturbinen noch im Versuchszustande und Gasturbinen nur als Abgasturbinen auf dem Markte sind, will ich meine Betrachtungen auf Kolbenmotoren, und zwar auf solche mit Kurbeltriebwerk, die verbreitetste Form, beschränken.

Diese arbeiten im Zwei- oder Viertakt.

Bei dem Zweitakt erfolgt die Füllung des Brennraumes mit Gemisch oder reiner Luft nahe dem äußeren Totpunkt, dann der Verdichtungshub, hierauf ungefähr im inneren Totpunkt die Zündung oder das Einspritzen des Brennstoffes, anschließend die Verbrennung und der Ausdehnungs- (Arbeits-) Hub, endlich wieder nahe dem äußeren Totpunkt der Auslaß der verbrannten Gase, die Spülung und Ladung, womit ein neues Arbeitsspiel beginnt. Jedes Arbeitsspiel umfaßt also zwei Hübe.

Im Viertakt folgen auf den Verdichtungs- und Ausdehnungshub ein Ausschub- und ein Saughub zum Auswechseln der alten und Zuführen der frischen Ladung, so daß also ein Arbeitsspiel aus vier Hüben besteht gegenüber zwei beim Zweitakt.

Bei gleichem mittleren Drucke, gleichem Hubraume und gleicher Drehzahl würde ein Zweitaktmotor doppelt so viel leisten als ein Viertaktmotor. Tatsächlich wirkt sich aber dieser Vorteil infolge Unvollkommenheit der Ladung bei höheren Drehzahlen wegen der kurzen Ladezeit nicht nur nicht voll aus, sondern für gewisse Verhältnisse ist der Viertakt heute noch dem Zweitakt überlegen, während dieser für ganz große Leistungseinheiten immer mehr in den Vordergrund tritt, allerdings auch für kleinere Einheiten durch die Einfachheit der heute üblichen Schlitzsteuerung durch den Kolben manche Vorteile hat. Für Zündermotoren ist der Zweitakt viel weniger günstig als der Viertakt, da sich Gemisch- bzw. Brennstoffverluste während der Spülung nur durch umständliche Bauarten einigermaßen vermeiden lassen. Die Wärmebeanspruchungen des Zweitaktes sind unter sonst gleichen Verhältnissen viel höher als die des Viertaktes.

Hier begegnen uns schon zwei Grundfragen des Verbrennungsmotorenbaues: Die Gemischauswechslung mit geringen Strömungsverlusten und die Wärmeabfuhr durch die Wände des Arbeitsraumes ohne unzulässig hohe Beanspruchungen der Baustoffe.

Da jedes Arbeitsspiel eine neue Füllung verlangt, so ist die im Verbrennungsmotorenbau übliche Bezeichnung Kreisprozeß nicht streng richtig, aber sie ist praktisch und die thermodynamische Untersuchung solcher Kreisprozesse für die Vorausbestimmung der Drücke und Temperaturen im Zylinder und der Wirkungsgrade und für die Beurteilung der Vollkommenheit ausgeführter Motoren sehr wichtig. Die Rücksicht auf die mechanischen Verluste und den Baustoffaufwand lassen nur solche Kreisprozesse der Verwirklichung wert erscheinen, bei denen der mittlere Druck an und für sich und auch im Verhältnis zum Höchstdruck entsprechend hoch ist. So hat sich zum Beispiel der einst von Diesel angestrebte Carnotprozeß nicht durchführbar erwiesen und heute werden praktisch nur Motoren gebaut, deren Druck-Raumdiagramme sich idealisiert als Gleichraum- oder Gleichdruckprozesse mit abgeschnittener Ausdehnungsspitze oder als Zwischenformen beider darstellen lassen (Abb. 1—4).

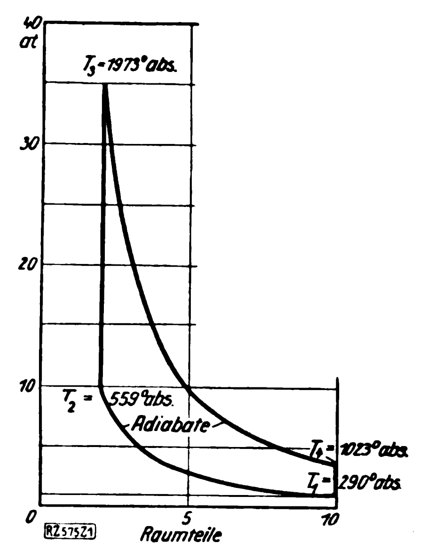


Abb. 1. Kreisprozeß zwischen zwei Adiabaten und zwei Linien gleichen Rauminhaltes (Zündermotor)

Früher hat die Form des Druck-Raumdiagrammes auch bei der Einteilung der Motoren eine Rolle gespielt; mit zunehmender Verbreitung der (verdichterlosen) Dieselmaschinen mit Druckeinspritzung, deren Diagrammform sich durch Änderung der Einspritzzeit verhältnismäßig leicht ändern läßt, ist dieser Einteilungsgrund gegenstandslos geworden. Man sucht nur hohe Eaustoff-Ausnützung durch hohen Mitteldruck bei möglichst geringem Höchstdruck und guten Wirkungsgrad zu erzielen.

Während man sich bei der Berechnung und Beurteilung der Verbrennungsmotoren lange Zeit damit begnügt hat, dem theoretischen Kreisprozeß ein ideales Gas, gegebenenfalls mit linear veränderlicher spezifischer Wärme zugrunde zu legen, erkannte man es in den letzten Jahren als notwendig, den Einfluß der spezifischen Wärmen möglichst genau, außerdem auch die Dissoziation, den zeitlichen Verlauf der Verbrennung, den Wärmeübergang und die Strömungsverluste zu berücksichtigen. Man verlangt daher vor allem Sicherheit und Genauigkeit der spezifischen Wärmen von O_2, N_2, H_2, CO, CO_2, H_2O im vorkommenden Temperaturbereich (5) und nimmt auch die Erschwerung der Rechnung durch Berücksichtigung der Dissoziation (6) in Kauf. Wie Abb. 5 zeigt, sind die Wirkungsgrade besonders sorgfältig ausgeführter Zündermotoren schon recht nahe den von Tizard und Pye berechneten theoretischen, die sich mit guter Näherung durch $\eta = 1 - \varepsilon^{-n}$ darstellen lassen mit

$n =$	0,26	0,30	0,33	0,40
bei	0	20	50	∞ % Luftüberschuß.

Das Verdichtungsverhältnis

$$\varepsilon = \frac{\text{größter Zylinderinhalt}}{\text{kleinster Zylinderinhalt}} .$$

Goodenough und Baker haben auch für die Wirkungsgrade des Gleichdruckprozesses Näherungsformeln angegeben (6).

Die Aufklärung der Gesetze des Wärmeüberganges vom Brenngas an die Zylinderwand sowohl durch Leitung und Konvektion, wie durch Strahlung ist in den letzten Jahren wesentlich fortgeschritten (7), doch sind noch viele Fragen offen, z. B. unsere Kenntnisse über die Gasstrahlung ziemlich gering.

Einsicht in den eigentlichen Verbrennungsvorgang ist natürlich auch für den Bau und Betrieb von Verbrennungsmotoren von grundlegender Bedeutung und überaus zahlreich sind die Arbeiten und Forschungen von Physikern, Chemikern und Ingenieuren auf diesem Teilgebiete.

Die Vorgänge in Zünder- und Brennermotoren erfordern bezüglich der Verbrennung gesonderte Behandlung.

Bei ersteren verbrennt ruhendes oder bewegtes („verwirbeltes"), mehr oder weniger homogenes Gas- oder Nebel-Luftgemisch von einer oder mehreren Zündstellen ausgehend. Die Brenngeschwindigkeit muß so groß sein, daß bei den größten vorkommenden Kolbengeschwindigkeiten (etwa 10 m/s) noch eine hinreichend schnelle und vollkommene Verbrennung erfolgt; tatsächlich läßt sich diese mit allen üblichen Brennstoffen erzielen, solange das Gemisch reich genug an Brennstoff ist. Aber es ist noch nicht entschieden, ob, wie Herzfeld (8) meint, die durch Kolbenbewegung hervorgerufene

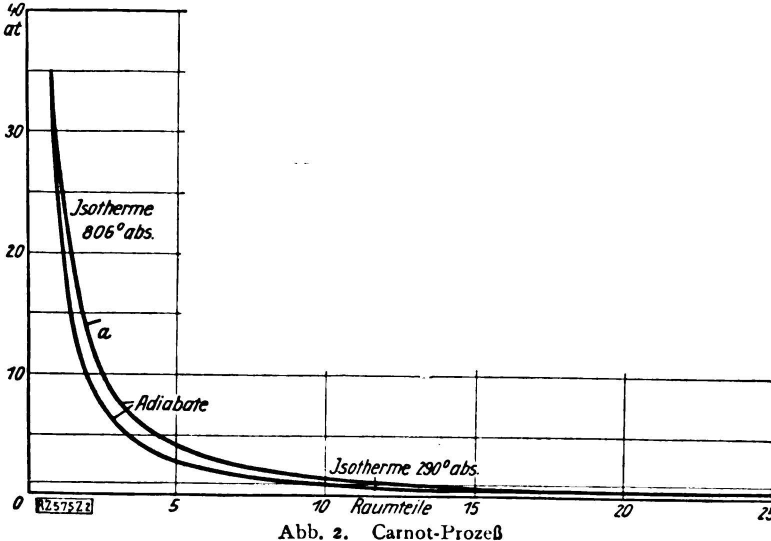


Abb. 2. Carnot-Prozeß

Abb. 1 bis 4. Kreisprozesse vollkommener zweiatomiger Gase

Abb.	1	2	3	4
Größter Zylinderinhalt / Verdichtungsraum	5	30,6	30,6	12,24
Größter Zylinderinhalt / {Volumen der arbeitenden Luft, bezogen auf 760 mm Q.-S. und 17° C}	1	2,5	2,5	1
Höchsttemperatur . . . . . . ° abs.	1973	806	1973	1973
Niedrigste Temperatur . . . . „	290	290	290	290
Höchstdruck . . . . at	35,15	35,15	35,15	35,15
Niedrigster Druck . . . . „	1,033	0,413	1,033	1,033
Mitteldruck . . . . „	7,88	0,422	3,94	8,22
Höchstdruck / Mitteldruck	4,76	83,2	8,92	4,28
Thermischer Wirkungsgrad . . . vH	48	64	64	56

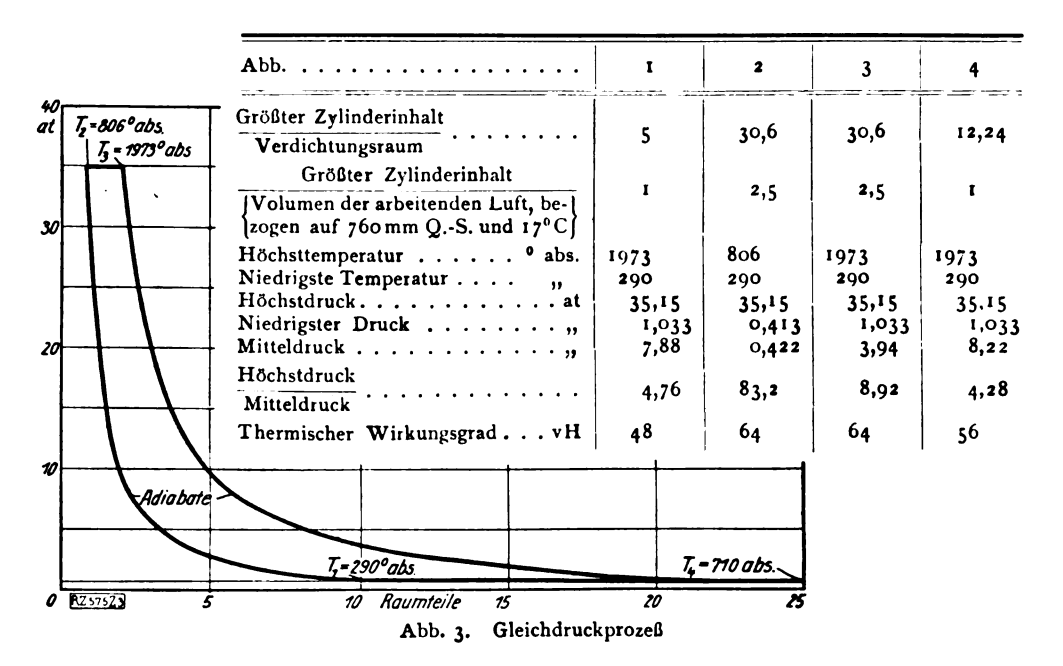


Abb. 3. Gleichdruckprozeß

Strömung selbst die Hauptursache ist oder die fast immer gleichzeitig angewendeten Mittel, hohe Geschwindigkeit des durch die Ventile eintretenden Gemisches, bei der es unklar ist, wie stark sie während der Verdichtung anhält, und Verdrängerwirkung des Kolbens bei geeigneter Deckelform.

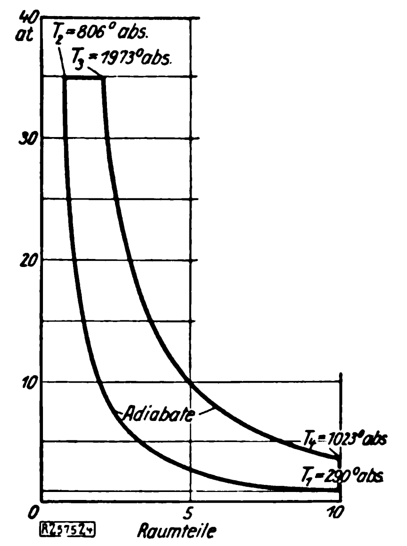


Abb. 4. Gleichdruckprozeß mit abgeschnittener Expansion (Brennermotor)

Man weiß, daß die Brenngeschwindigkeit eines bei der Entzündung ruhenden Gases von Druck, Temperatur und Zusammensetzung des Brenngemisches und katalytischen Einflüssen abhängt, ohne daß man darüber einen vollständigen zahlenmäßigen Überblick hätte. Eine kritische Sichtung, gegebenenfalls Neuauswertung des sehr großen Versuchsmaterials auf dem von Flamm und Mache angegebenen Wege (Druckschr. Akad. d. Wiss. Wien, math.-naturw. Klasse, 1917 und 1923) könnte noch manche wertvolle Aufklärung geben. Im

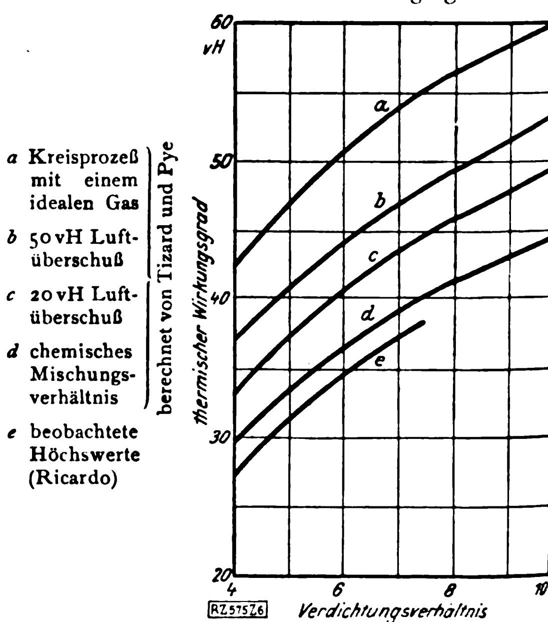


Abb. 5. Abhängigkeit des thermischen Wirkungsgrades vom Verdichtungsverhältnis

letzten Jahrzehnt wurde das sogenannte Zündungsklopfen, an hoch verdichteten oder verrußten Motoren oder bei Verwendung gewisser Brennstoffe auftretende, metallisch klingende, schlagartige Geräusche, die sich mitunter so weit steigern, daß die Motoren nicht im Betriebe gehalten werden können oder wenigstens die gefährlichen Drehzahl-

und Belastungsbereiche gemieden werden müssen, Gegenstand besonders eingehender Untersuchungen. Zwar ist es gelungen, durch konstruktive Durchbildung des Verbrennungsraumes und entsprechende Mischung der Brennstoffe und Zusätze, „klopfenhindernde Stoffe", von denen Bleitetraäthyl und Eisenkarbonyl die bekanntesten sind, das Klopfen zu bekämpfen und die Verdichtungsverhältnisse und damit zugleich die Wirkungsgrade zu steigern, doch befriedigt die theoretische Durcharbeitung dieses Gebietes noch keineswegs. So berichtet z. B. Browning (9) über 10 Hypothesen, die zur Erklärung herangezogen wurden. Einigermaßen stichhaltig scheinen zwei: die eine, physikalische im engeren Sinne, zieht die von Berthelot und Vieille, Le Chatelier und Dixon beschriebene und besonders von Jouguet rechnerisch behandelte Zündwelle heran, die zweite, chemische, nimmt rasche Entstehung und Zerfall von Zwischenverbindungen (Peroxyde) an und hat ihren hervorragendsten Vertreter in Callendar (10), nachdem schon Tauss und Schulte (11) ähnliche Anschauungen vertreten hatten. Ich glaube, daß sich beide Hypothesen in Verbindung bringen lassen werden und die erste die schnelle Fortpflanzung der Brennfläche, die zweite die Vorgänge in der Brennfläche selbst und die außerordentliche Wirksamkeit gewisser als negative Katalysatoren bezeichneter Stoffe deuten können wird. Erst durch die Erfassung dieser Vorgänge kämen wir wesentlich über die schon vor fast 25 Jahren von Nernst (12) zusammengefaßten Erkenntnisse hinaus.

In Vergasermotoren verbrennt der Brennstoff nicht immer als Gas-(Dampf-), sondern wahrscheinlich meist als Gas-(Dampf-)Nebelgemisch. Zwar besteht nach einer älteren Untersuchung Habers (13) kein wesentlicher Unterschied zwischen Gas- und Nebelverbrennung, doch scheinen mir die betreffenden Versuche ergänzungsbedürftig.

Der Zustand des Gemisches, insbesondere der Nebelanteil, wird sowohl in dem Zylinder selbst, als auch in den Zuleitungen, an deren verschiedenen Stellen und zu verschiedenen Zeiten eines Arbeitsspieles und bei wechselnden Betriebszuständen verschieden sein. Besonders treten Entmischungen (Absetzen des Brennstoffs an den Wänden) bei Richtungs- und Querschnittsänderungen der zu den einzelnen Zylindern von Mehrzylindermotoren führenden Leitungen und durch den periodischen Verlauf des Ansaugvorganges auf. Mit Rücksicht auf die Durchzündung muß das Gemisch, bzw. die Einstellung des Vergasers bei Mehrzylindermotoren dem mit dem brennstoffärmsten Gemisch belieferten Zylinder angepaßt sein, so daß die übrigen Zylinder mit zu großem Brennstoffüberschuß, also unwirtschaftlich arbeiten, was auch einen übermäßigen CO-Gehalt der Abgase zur Folge hat. Leider scheint eine einigermaßen vollständige theoretische Bearbeitung dieser für die Wirtschaftlichkeit des Betriebes sehr wichtigen Frage der Gemischverteilung in Vergasermotoren ziemlich aussichtslos und auch Versuche darüber wurden meines Wissens noch nicht ausreichend gemacht. Messungen Sauters (14) der Tropfengröße von Nebeln und des Absetzens der Flüssigkeit in Rohrleitungen werden hierzu einen wichtigen Behelf bieten.

Einige weitere Fragen hängen mit der Verbrennung zusammen, z. B. ob und in welcher Stärke eine Schicht nicht verbrannten Gemisches an den gekühlten Wänden des Brennraumes haften bleibt und ob und in welchem Ausmaße Gemisch während des Ansaugens und der Verdichtung an heißen Stellen des Brennraumes (Auslaßventile, Kolbenboden) verbrennt, ehe die Hauptzündung eintritt. Beide Erscheinungen könnten merkliche Verluste mit sich bringen.

Auch die Zündung, die dafür notwendigen Eigenschaften des meist verwendeten elektrischen Funkens (15) sind noch wenig durchforscht. Praktisch wird immer mit hohen Energieüberschüssen gearbeitet, da die kleinste nötige Zündenergie verhältnismäßig klein ist, aber die Kenntnis der Grenzwerte für verschiedene Verhältnisse könnte doch eine Verbilligung, vielleicht auch Verbesserung der Zündeinrichtungen mit sich bringen.

Bei den Brennermotoren wird in die hochverdichtete und dadurch über die Selbstzündungstemperatur des Brennstoffes erhitzte Luft Brennstoff in einem oder mehreren Strahlen mit oder ohne Einblaseluft eingespritzt.

Für eine rasche und vollständige Verbrennung, für die jedem Brennstofftropfen genügend Sauerstoff zur Verfügung stehen muß, ist eine möglichst gleichmäßige und feine Zerstäubung und entsprechend weites Eindringen des Brennstoffes und gleichmäßige Verteilung in der Verbrennungsluft erwünscht. Für den Konstrukteur wäre es sehr vorteilhaft, die Gesetze dieser Zerstäubung zu kennen und sie anwenden zu können. Triebnigg (16) hat diese Vorgänge bei Einspritzung mit und ohne Einblaseluft rechnerisch zu überblicken gesucht. Bei aller Schätzung seiner Arbeit kann ich mich aber des Eindrucks nicht erwehren, daß hier noch viel Neuland der theoretischen, besonders aber der experimentellen Behandlung harrt. Für letztere ist eine verläßliche Messung der Tropfengrößen wichtig; das von Sauter (14) ausgearbeitete optische Verfahren, das sich schon bei der Untersuchung der Zerstäubung durch Spritzvergaser bewährt hat, verspricht hier weitere Erfolge.

Die Verbrennung der Brennstofftropfen verfolgt eine kürzlich erschienene experimentelle Arbeit Hartner-Seberichs (17) auf Grund theoretischer Betrachtungen Neumanns. Wenn sich daran noch Messungen der Tropfengröße schließen, so kennen wir einigermaßen den Verbrennungsvor-

gang im Zylinder der Brennermotoren. Neumanns Theorie ermöglicht auch eine einwandfreie Festlegung des Begriffes der Selbstzündungstemperatur. Diese Versuche und Rechnungen haben wieder gezeigt, daß eine Vergasung des Brennstoffs vor der Verbrennung, die man früher für unerläßlich ansah, nicht stattfindet, die vor der Entzündung verdampfte Brennstoffmenge sehr gering ist und die Verbrennung unmittelbar und rasch genug an der Flüssigkeitsoberfläche des Tropfens erfolgt.

Für die vollständige und rechtzeitige Füllung und Entleerung der Zylinder sind die zeitlich veränderlichen Strömungen in den Zu- und Abflußkanälen und in den Abschlußorganen maßgebend. Grundsätzlich ist die Füllung und Entleerung eines Gefäßes mit veränderlichem Inhalt und Innendruck durch veränderliche Querschnitte aus und in sehr große Behälter eine gelöste Aufgabe. Die zahlenmäßige Durchrechnung ist aber recht schwierig und umfangreich und außerdem sind die Widerstandszahlen der in Betracht kommenden Leitungen und Querschnitte nur sehr ungenau bekannt, die Schwingungen der Gassäule besonders schwer erfaßbar. Auch die Schalldämpfung ist noch recht unvollkommen erforscht.

Die Zeit verbietet es, auf weitere mechanische und thermische Fragen einzugehen, die zwar nicht nur an Verbrennungsmotoren auftreten, hier aber wegen der hohen Temperaturen, Drücke und Drehzahlen, wegen der Aufteilung der Leistung auf viele (bis 24) Zylinder, schließlich für einzelne Verwendungsgebiete wegen der Forderung besonders geringen Gewichts je Leistungseinheit besondere Bedeutung erlangt haben. Solche Fragen betreffen die Wärmeabfuhr vom Verbrennungsraum und die damit zusammenhängenden Wärmebeanspruchungen mit ihren hohen Anforderungen an die Baustoffe, die besondere Untersuchungen über deren Eigenschaften (Festigkeit, Wärmeleitfähigkeit) bei hohen Temperaturen erfordern; ferner den Massenausgleich, die Beherrschung von Schwingungen, unter denen die gefährlichen Drehschwingungen der Kurbelwellen — auch deren statische Berechnung ist nicht einfach —, die damit zusammenhängenden Fragen der Dauerfestigkeit (Ermüdung) der Baustoffe und die Lagerreibung bei wechselnden Kräften.

Der planmäßigen und hauptsächlich dank dem unermüdlichen organisatorischen Wirken des VDI und der ihm nahestehenden Gruppen geeinten Arbeit der Techniker und diesen nahestehender technischer Physiker ist es gelungen, Mittel für die Lösung vieler schwerer Aufgaben zu finden. Sehr viele harren noch der Lösung, zahlreiche Schwierigkeiten sind nicht beseitigt, sondern umgangen. Helfen Sie uns Ingenieuren bei der weiteren Arbeit, um unserem Motorenbau seine Stellung in der Weltindustrie zu erhalten, die für die Volkswirtschaft von so großer Bedeutung ist!

Zusammenfassung

Die großen Erfolge des Verbrennungsmotorenbaues in den letzten Jahren beruhen auf einem innigen Zusammenarbeiten von Theorie und Praxis, das aber nie enge genug sein kann, da zahlreiche schwierige Sonderaufgaben Lösung heischen, von denen hier nur jene der Kolbenmotoren (Zünder- und Brenner-, Zweitakt- und Viertaktmotoren) besprochen wurden. Es sind dies hauptsächlich: Gemischauswechslung, genaue Berechnung der Kreisprozesse, Ablauf der Verbrennung, Zündungsvorgang, Zerstäubung und Tropfentransport, ferner andere mechanische und thermische Fragen, die auch im übrigen Maschinenbau wichtig sind, in Verbrennungsmotoren wegen der hohen Temperaturen und Drücke aber besondere Bedeutung haben.

Literaturnachweis

1. Z. V. d. I. **70** (1928), 818.
2. Magg, Festschrift Prof. Dr. A. Stodola, Zürich 1929. S. 398.
3. Hütte **2**, Berlin 1926, S. 533.
4. Z. V. d. I. **72** (1928), 1283.
5. Schmidt u. Schnell, Die mittleren spezifischen Wärmen der zweiatomigen Gase, des Kohlendioxydes und Wasserdampfes im Bereich zwischen 0—3000° abs. Zeitschr. f. techn. Phys. **9** (1928), 81. Die von Herrn Geheimrat Nernst bekanntgegebenen neuen Messungen sind auch für den Verbrennungsmotorenbau von größter Wichtigkeit. Nusselt hat eine Berechnungsform der Adiabaten aus Tabellenwerten der mittleren spezifischen Wärmen angegeben (Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, herausgeg. vom Verein deutscher Ingenieure, Heft 314, S. 5), welche die genaue Durchrechnung von Kreisprozessen sehr erleichtert.
6. Nusselt, Die Entropievermehrung in der Gasmaschine durch nicht umkehrbare Ausführung der Verbrennung. Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen **14** (1917), **1**, 15, 24. Tizard u. Pye, The Character of Various Fuels for Internal Combustion Engines, the Influences of Specific Heat and Dissociation of the Working Fluid, Institution of Automobile Engineers, Proc. **18** [1] (1923).
Goodenough u. Baker, A Thermodynamic Analysis of Internal Combustion Engine Cycles, Urbana 1927.
7. Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, herausgeg. vom Verein deutscher Ingenieure, H. 263, 264, 300, 316.
8. Der Wärmeübergang und die thermodynamische Berechnung der Leistung bei Verpuffungsmaschinen, insbesondere bei Kraftfahrzeugmotoren. Berlin 1925.
9. Institution of Automobile Engineers, Proc. **22** (1927/28), 233.
10. Rep. and Mem. Aero Research Committee, Nr. 1013 (1926); Engg. **121**, **122** (1926, 1927) unter den Namen Callendar, King, Sims, Stern und Fowler.
11. Über Zündpunkte und Verbrennungsvorgänge in Dieselmotoren. Halle 1924.
12. Z. V. d. I. **47** (1905), 1436.
13. Zeitsch. f. angew. Chem. **36** (1923), 373.
14. Die Größenbestimmung der im Gemischnebel von Verbrennungskraftmaschinen vorhandenen Brennstoffteilchen, Berlin 1926. Untersuchung der von Spritzvergasern gelieferten Zerstäubung, Berlin 1928.
15. Bone u. Townend, Flame and Combustion in Gases London 1927.
Bone, Finch u. Townend, World Power Conference Transactions. London 1929, Nr. G 8, S. 24.

Watson, The Electrical Characteristics of Sparc Gaps and Sparking Plugs. Institution of Automobile Engineers, Proc. **22** (1927/28), 426.
16. Der Einblase- und Einspritzvorgang bei Dieselmaschinen, Wien 1925.
17. Der Zündverzug bei flüssigen Brennstoffen, Berlin 1928.

(Eingegangen am 10. Oktober 1929)

Über Pendelungen bei wärmetechnischen Regelvorgängen

Von C. Himmler

Inhalt: Pendelungen und Energiegleichgewicht bei Mengenregelung von Brennstoff und Luft. — Abhängigkeit der Pendelungen von Wasseranlaufzeit, Kohleanlaufzeit, Kohle-Luft-Verhältnis, Empfindlichkeit des Reglers. — Aufbau der Kohleanlaufzeit und Beeinflussung durch die Schlußzeit des Steuergetriebes. — Steuergleichung für direkte und isodrome Rückführung. — Schnelle Schwankungen mit und ohne Speicherwirkung des Energieträgers. — Aussetzregelung. — Anwendungen.

Einleitung

Die Notwendigkeit der automatischen Regelung der Energieerzeugung von Dampfkesseln oder technischen Öfen hat sich eigentlich aus der Unzulänglichkeit der Handeinstellung von Brennstoff und Luftmenge an modernen Großkesseln mit geringer Speicherfähigkeit und großen Belastungsschwankungen ergeben, da bereits geringe Unregelmäßigkeiten in der Brennstoff- und Luftzugabe große Schwankungen von Druck und Temperatur verursachen. Bei technischen Öfen insbesondere erfordert der Vergütungsprozeß neuzeitlicher Werkstoffe die genaue Einhaltung einer bestimmten Temperatur. Bei Dampfkesseln wird verlangt, daß die Energieerzeugung des Kessels in jedem Moment dem Verbrauch entspricht.

Es besteht also die Aufgabe, die wechselnde Energieabgabe eines Ofens oder eines Dampfkessels durch Regelung der Energieerzeugung im Ofen oder Feuerraum des Kessels so auszugleichen, daß die Temperatur des im Ofen befindlichen Materials oder der Druck im Dampfraum des Kessels konstant bleibt. Dabei ist die Anordnung so, daß ein Regler den zu regelnden Zustand anzeigt und auf ein Steuerorgan einwirkt. Das Steuerorgan wirkt der Änderung des Zustandes entgegen. Also muß das Regelorgan einen Regelimpuls ausüben können, mit dem es entweder direkt oder über einen Verstärker das Steuerorgan betätigen kann. Die Trägheit des Steuerorgans und die Trägheit des gesteuerten Objektes gestatten es aber, daß die Steuerung länger betätigt wird, als zum Erreichen des Normalzustandes von Druck und Temperatur notwendig ist. Die Folge dieser Erscheinung ist dann ein Pendeln um den Normalzustand. Die Gefährlichkeit und Unwirtschaftlichkeit solcher Pendelungen hat dazu geführt, die Voraussetzungen für die Stabilität der Regelung zu bestimmen.

Difinitionen und Abkürzungen

Q_e (cal) die im Dampfkessel erzeugte Wärmemenge.
Q_a (cal) die zur selben Zeit abgegebene Wärmemenge.
t (sec) Zeit.
Q_B (kg) die Brennstoffmenge, die nach der Zeit t in Brand geraten ist.
Q_b (kg) die zur Zeit t an der Verbrennung teilnehmende Brennstoffmenge.
H der Heizwert des Brennstoffes.
η Wirkungsgrad.
Q_L Luftmenge, die der Reglerstellung Q_a entspricht.
Q_l wirklich zugeführte Luftmenge.
T_L Anlaufzeit, welche nötig ist, damit sich eine Luftmengenänderung ΔQ_L im Feuerraum vollständig auswirkt.
T_w Zeit, welche bei einer Energieentnahme ΔQ_a ohne Erzeugung neuer Energie dazu führen würde, daß unter Ausnutzung des Speicherraumes im Kessel, zwischen höchstem und tiefstem Wasserstand, die aufgespeicherte Wärmemenge auf ihren halben Betrag zurückgeht.
T_s Schlußzeit des Steuergetriebes, d. h. die Zeit, in welcher das Getriebe mit der Geschwindigkeit μ seinen vollen Hub durchläuft.
μ_r Rückführabweichung, hervorgerufen durch die vom Hauptregler hervorgerufene Energieänderung.
T_r Verzögerung der Rückführung.
ϑ Temperatur.
T_B Kohleanlaufzeit.

A. Die Mengenregelung

Es wird verlangt, daß durch Regelung von Brennstoff- und Luftmengen im Sinne der Belastungsänderung die Energieabgabe eines Energieerzeugers konstant gehalten wird, z. B. der Druck des Dampfkessels.

$$Q_e - Q_a = 0.$$

Da nun Q_a eine beliebige Funktion ist

$$Q_a = \varphi(t)$$

und Q_e von der verbrannten Brennstoffmenge abhängt, so ist

$$Q_b \cdot H \cdot \eta = \varphi(t).$$

Der Heizwert ist eine Funktion des Verhältnisses von verbrannter Kohle und zugeführter Luft.

$$H = H_{th} f \cdot \left(\frac{Q_b}{Q_l}\right).$$

Die zugeführte Luft und die verbrannte Kohle

nehmen erst nach einer Zeit T_L bzw. T_B an der Verbrennung teil.

Man kann also die verbrannte Brennstoffmenge einer nach der Zeit T_B zugeführten Menge gleichsetzen, die zu dieser Zeit vollständig an der Energieerzeugung teilnimmt.

$$\Delta Q_l = c \frac{\ln t}{\ln T_L} \Delta Q_L,$$

$$\Delta Q_b = c \frac{\ln t}{\ln T_B} \Delta Q_B.$$

Die Verzögerungszeit T_B ergibt sich aus der besonderen Eigenart der Feuerung, d. h. ihre Größe ist eine Funktion der Art der Luftzufuhr, der Korngröße des Brennstoffes sowie der aerodynamischen Verhältnisse im Feuerraum. Sie ist bei Kohlenstaubfeuerung kleiner als bei Rostfeuerung.

Unterscheiden sich Erzeugung und Verbrauch zur Zeit t um ΔQ so ist diese Größe maßgebend für die Änderung des konstant zu haltenden Kesseldruckes p_k. Eine gewisse Dämpfung der Druckänderung wird dadurch hervorgerufen, daß ein Teil der Energiedifferenz durch die Speicherwirkung des Kesselspeiseraumes hergegeben wird. Es ist

$$\Delta Q = \left[\frac{\Delta Q_a}{\Delta t} - \frac{\Delta Q_B}{\Delta t} H_{th} \cdot \eta \cdot f\left(\frac{Q_b}{Q_l}\right) \cdot \frac{\ln t}{\ln T_B}\right]$$

$$\Delta p_k = \left[\frac{p_k Q^{\frac{c_p}{c_v}}}{(Q - \Delta Q)^{\frac{c_p}{c_v}}} - p_k\right] \frac{c}{T_w}.$$

Das heißt: Wenn c/T_w durch einen Versuch an der betreffenden Anlage bestimmt ist, läßt sich Δp_k für alle Belastungsänderungen berechnen.

Es ergibt sich, daß:

1. Die Druckschwankungen um so größer sind, je geringer die Speicherfähigkeit des Kesselraumes ist. Da die Speicherfähigkeit mit steigendem Druck abnimmt, so wachsen in dieser Richtung auch die Druckschwankungen.

2. Eine Vergrößerung der Kohleanlaufzeit wirkt gleichfalls schädlich. (Daher das Bestreben des Kesselbaues, durch Kohlenstaubfeuerung und Zonenwanderrost sowie durch Einführung von Ventilatorzug die Anlaufzeit zu verringern.)

3. Das Kohle–Luftverhältnis Q_b/Q_l ist konstant zu halten.

4. Die Empfindlichkeit des Reglers muß so groß sein, daß bei einer Mengenänderung von ΔQ_a auch bereits eine Verstellwirkung des Reglers eintritt. Praktisch hat sich gezeigt, daß die Empfindlichkeit eine bestimmte Größe nicht überschreiten darf, um unnötige Pendelungen zu vermeiden (etwa 2 %).

Die vorstehende Darstellung kann naturgemäß den absoluten Verlauf der Regelung nicht kennzeichnen, da während des einzelnen Regelvorganges dauernd neue Störungen sich überlagern, die ein sehr kompliziertes Gesamtbild ergeben.

B. Anlaufzeit und Übergangszeit

Unter der Annahme, daß der Regler das Brennstoff–Luftverhältnis konstant erhält und die Empfindlichkeit den obigen Bedingungen genügt, ist eine Beeinflussung des Regelvorganges nur durch die Anlaufzeit möglich. Die Verzögerung für

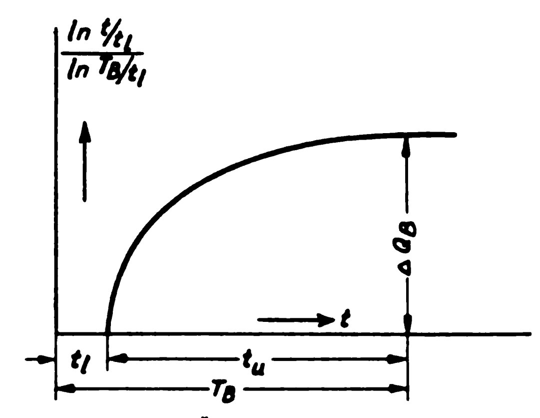


Abb. 1. Lauf- und Übergangszeit eines Regelvorganges

die Brennstoffmenge setzt sich zusammen aus der Laufzeit, der Steuerung und der Zeit, die zum Erreichen der vollen Brenngeschwindigkeit und zum Übergang der Wärme an den Wasserraum nötig ist. Zusammengefaßt nennt man diesen Teil der Verzögerung die Übergangszeit.

$$T_B = t_l + t_u.$$

Durch die Regelung ist nur die Laufzeit beeinflußbar und zwar ist unter Voraussetzung elektrischer Übertragung der Steuerimpulse eine bemerkenswerte Verzögerung am Regler selbst nicht in Rechnung zu setzen, so daß alles von der Verstellgeschwindigkeit der Steuerung abhängt, d. h. von der Schlußzeit des Steuergetriebes T_s. Um diese Zeit möglichst kurz zu machen, kann man statt

$$T_s = \text{const} \ldots T_s = \text{const} \frac{\Delta Q_{a\max}}{\Delta Q_a}$$

setzen, was insbesondere bei großen Änderungen von ΔQ_a vorteilhaft ist. In diesem Falle ist die Verstellung des Steuergetriebes also der Belastungsänderung proportional. Ferner ist noch die Bedingung zu erfüllen, daß, wenn $\Delta Q_a/\Delta t$ sein Vorzeichen wechselt, d. h. wenn die Belastungsänderung von zunehmenden zu abnehmenden Werten gelangt, die Verstellung des Steuergetriebes aufhören muß (bzw. wieder beginnt, wenn der Verlauf umgekehrt ist).

C. Direkte und isodrome Rückführung

Abb. 2 zeigt die Wirkung der direkten Rückführung. Bei Abweichung des Reglers vom Gleichgewichtszustand hebt die vom Regler verursachte Rückführabweichung die Reglerabweichung selbst

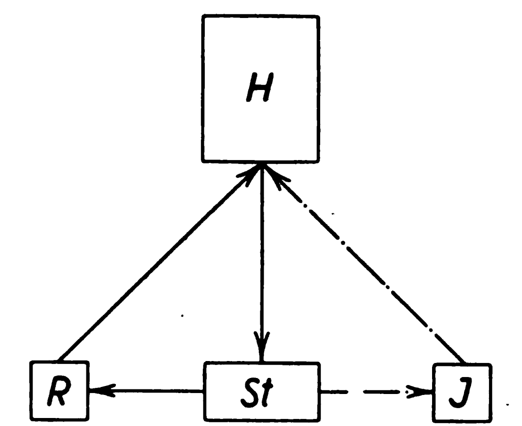


Abb. 2. Schema für die Einwirkung des Reglers H auf auf das Steuerorgan St mit dessen Rückmeldung R

auf, wenn die Verstellung (μ) vor sich gegangen ist. Es tritt erst dann wieder eine neue Verstellung ein, wenn durch neue Belastungsänderung der Regler wiederum zum Ansprechen gebracht wird.

$$T_s \mu' \left(\frac{\ln t}{\ln T_r}\right) = c \frac{\Delta Q_a}{\Delta Q_{a\max}} .$$

Ist die Trägheit der direkten Rückführung T_r so groß, daß die Verstellung $T_s \mu'$ den gewünschten Wert überschreitet, so benötigt man eine zweite Dämpfungsrückführung. Diese Rückführung muß nachgiebig sein, d. h. sie muß das Bestreben haben, mit einer Geschwindigkeit $1/T_{ir}$ ihre Normallage zu erreichen. Dadurch wird erreicht, daß die Regelung Zeit hat, die Auswirkung einer Verstellung abzuwarten, jedoch mit der Bedingung, daß schließlich die wirkliche Verstellung auch der wirklichen Belastungsänderung entspricht.

$$T_s \mu' \frac{\ln t}{\ln T_r} = \frac{c}{\Delta Q_{a\max}} \Delta Q_a - \left(\frac{T_s}{T_{ir}}\right) \cdot T_s \mu' \cdot$$

Die praktische Ausführung dieses Prinzips geschieht z. B. dadurch, daß die Grenzkontakte, welche die Steuerung betätigen, nicht feststehen, sondern in derselben Richtung, in der die Verstellung vor sich geht, bewegt werden, so daß durch diese Maßnahme die eigentliche Steuerzeit verringert wird. Wenn keine Steuerung mehr erfolgt, geht die isodrome Rückführung auf ihren Nullwert mit einer Geschwindigkeit $1/T_{ir}$. Für den Fall, daß die Differenzkurve von Reglerabweichung und isodromer Rückführung einen Wendepunkt hat, unterbleibt die weitere Steuerung des Kraftgetriebes. Wird diese Bedingung nicht erfüllt, so ist die Reglung bereits nicht mehr aperiodisch (Abb. 3 B).

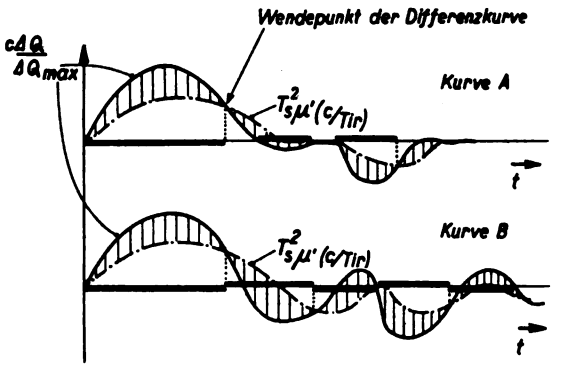


Abb. 3 A und B. Verlauf der Reglerabweichung bei Steuerung in Abhängigkeit vom Wendepunkt der Differenzkurve zwischen Regelabweichung nnd isodromer Rückführung

Bei Regelvorgängen, die ohne Rückmeldung des Steuervorganges arbeiten (Temperaturregelung, reine Druckregelung, Wasserstandsregelung), wird die Auswirkung der Steuerung am Regler als Rückführung benutzt. Es kann dann besonders leicht zu Pendelungen kommen, wenn die Verzögerung der Reglereinstellung groß ist. In diesem Falle ist durch eine Vergrößerung

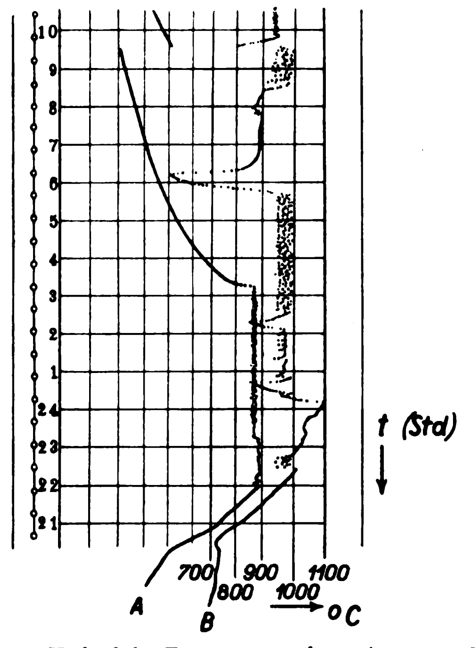


Abb. 4 A. Verlauf der Temperaturregelung eines geregelten Ofens bei normalem Regelverfahren bzw. bei Anwendung einer variablen Übersetzung des Steuergetriebes (A)

von T_s nichts zu erreichen, es muß vielmehr die durch die Verstellung hervorgebrachte Energieänderung in Beziehung zur maximalen Energieänderung gebracht werden, welche bei der betreffenden Anlage vorkommt. Gehört z. B. zu der

mittleren Temperaturschwankung des Regelvorganges eine Energieschwankung $\Delta Q_{\max}$, so müssen alle Verstellungen so vorgenommen werden, daß die Verstellgeschwindigkeit abnimmt, wenn ΔQ gegen $\Delta Q_{\max}$ geht. Bei Anwendung der Aussetzregelung würde man dasselbe dadurch erreichen, daß

$$T_s = \frac{1}{\mu'} = \text{const}\, n$$

gemacht wird, wobei n die Anzahl der Regelschritte bezeichnet, die nach Verlassen der Normaltemperatur gemacht werden. Das entspricht bei kontinuierlicher Regelung einer variablen Übersetzung des Steuergetriebes (Steuerungsdämpfung). Bei Temperaturregelung erreicht man dieselbe Wirkung, wenn man der Regelung nach der Temperatur ϑ eine Regelung nach der Änderungstendenz der Temperatur überlagert und nach dieser Maßgabe die Verstellungen vornimmt.

$$T_s \mu' = c\left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} + \frac{d\vartheta}{dt} \cdot c_1\right).$$

Der Fall, daß weder Steuerungsrückmeldung noch Reglerrückführung vorhanden ist, hat praktisch keine Bedeutung.

D. Aussetzregelung

Eine einfache Methode, um die Verzögerung der Rückmeldung auszuschalten, ist die Aussetzregelung. Sie verhindert ein Überregeln dadurch, daß die Verstellung des Steuerorgans nicht kontinuierlich vorgenommen wird, sondern periodisch. Die Regelung wird auf endliche Zeitabschnitte verteilt, die durch die Aussetzzeit unterbrochen sind. Die Aussetzzeit ist dabei von dem Ende eines Regelschrittes bis zum Beginn des nächsten gerechnet. Das Steuerorgan wird bei Abweichung des Reglers von der Gleichgewichtstellung (bzw. bei ungleichen Mengen von Dampf und Brennstoff) des Reglers verstellt, und zwar:

1. um einen konstanten Betrag pro Regelschritt,
2. um einen Betrag, der der Reglerabweichung proportional ist.

Durch diese Methode wird indirekt die Zeit T_s erhöht, jedoch der Nachteil einer größeren Verzögerung t_t vermieden, indem sofort nach Verlassen der Gleichgewichtslage eine der Abweichung proportionale Teilverstellung vorgenommen wird

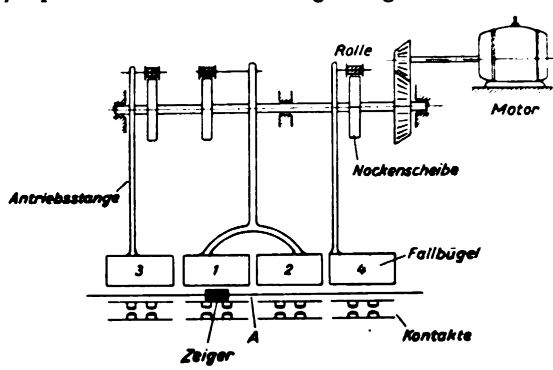


Abb. 6. Steuerungseinrichtung für ausschlagabhängige Regelung

und dann die Auswirkung dieser Verstellung abgewartet wird. Bei Erreichen der Normallage tritt keine Verstellung mehr ein. Die zweite Methode ist bei schnellen Schwankungen der Belastung not-

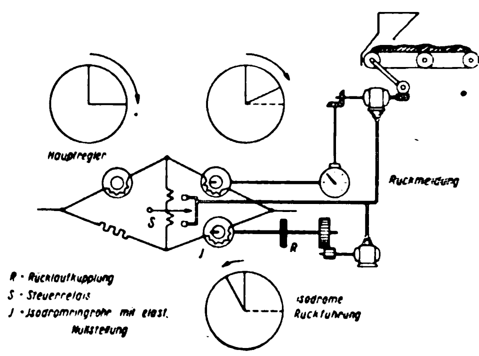


Abb. 7. Anwendung der isodromen Regelung

wendig, um einen aperiodischen Verlauf der Regelung zu erzielen. Die Länge der Schlußzeit muß dem besonderen Fall angepaßt werden. Abb. 5 zeigt eine derartige Regelung, bei der in jedem Moment die Reglerabweichung η gleich der Summe $\eta = \mu_r + \mu_{ir}$ ist. Bei großen η ist auch μ_r und somit die Steuerung groß. Dadurch wird erreicht, daß die Q_e-Kurve sich annähernd aperiodisch der Q_a-Kurve anpaßt.

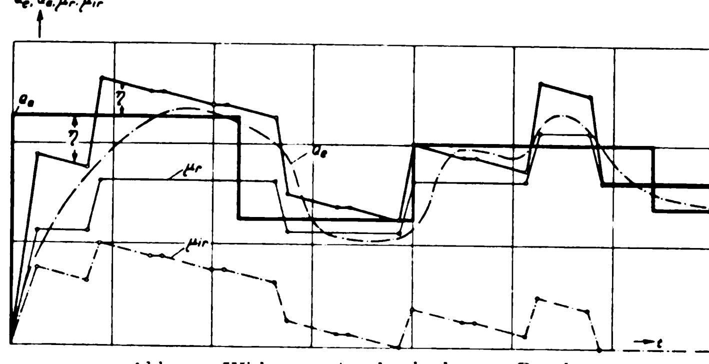
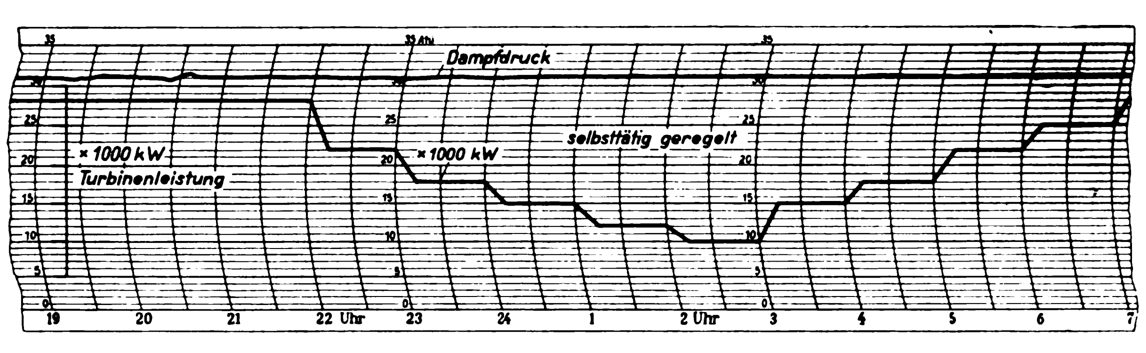


Abb. 5. Wirkungsweise der isodromen Regelung

In Abb. 6 ist ein Apparat gezeigt, der nach diesem Prinzip arbeitet. Der Zeiger zeigt die Reglerstellung an, und die über dem Zeiger befindlichen Fallbügel betätigen die unter dem Zeiger befindlichen Kontakte immer dann, wenn sich der Zeiger unter einem der Fallbügel befindet. Im Normalfalle steht der

Rauchgasklappe

Abb. 8. Pendelungerscheinungen bei Kesselsteuerungen



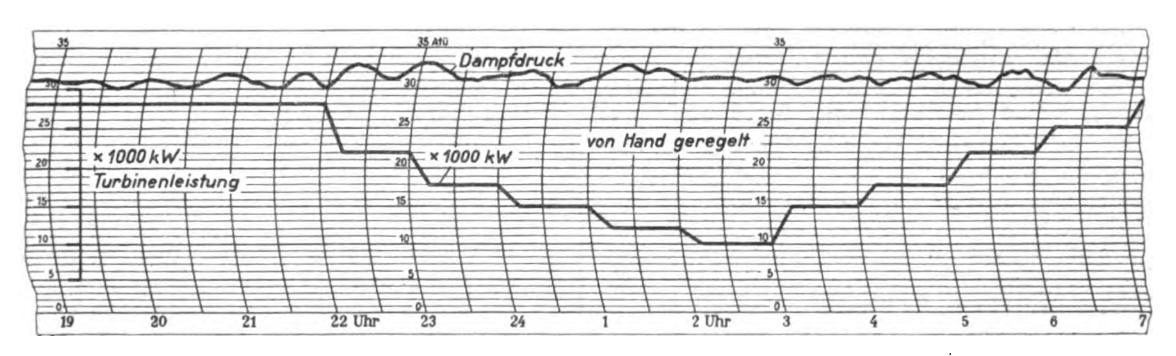


Abb. 10. Automatisierte wärmetechnische Regelung

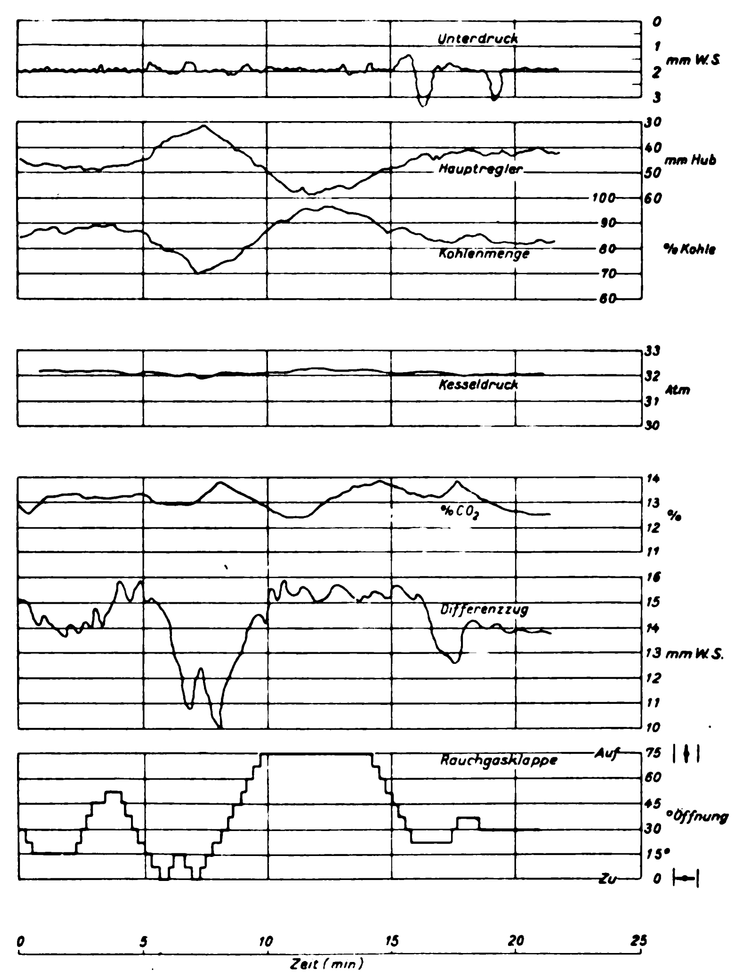


Abb. 9. Zusammenwirken einer automatischen Kesselsteuerung nach der Methode der Aussetzregelung

Zeiger in der Mitte, so daß keine Kontaktgabe erfolgt. Bei Abweichung des Zeigers von der Mittelstellung ist die Kontaktzeit um so größer, je weiter der Zeiger von der Mitte entfernt ist, da die inneren Fallbügel sich in einem anderen Tempo bewegen als die äußeren.

Abb. 7 zeigt den Fall, daß bei Regelung zweier Mengen, die durch veränderliche Widerstände dargestellt werden, der Widerstand des Hauptreglers ausgewogen wird gegen den Widerstand, der die Kohlenmenge darstellt. Gleichzeitig dient der Widerstand J zur isodromen Rückführung und wirkt somit dämpfend auf die Steuerung des ausschlagabhängigen Relais S. Ein weiterer Anwendungsfall beruht auf der Tatsache, daß eine physikalisch richtige Speisung von Dampfkesseln nur dann vorhanden ist, wenn die Wasserzufuhr in jedem Moment gleich der Dampfentnahme gemacht wird. Jeder schädliche Einfluß der Speisung auf die Verdampfung wird in diesem Falle dadurch verhindert, daß eine Mengenregelung von Brennstoff und Luft parallel geschaltet wird.

Bei Regelvorgängen, die eine schnelle Belastungsänderung und eine geringe Speicherwirkung aufweisen, kommt man notwendig dazu, die Aussetzzeiten sehr kurz zu machen, so daß hier die kontinuierliche Regelung wieder erreicht wird.

Zusammenfassung

Beseitigung von Pendelungen gelingt immer dann, wenn die Verstellgeschwindigkeit des Steuergetriebes dem einzelnen Fall angepaßt wird, die Anlaufzeit des Brennstoffes nicht zu groß ist und die Empfindlichkeit des Reglers genügt. Je nach dem Verlauf der Belastung kann der Regler ohne Rückführung mit direkter Rückführung oder mit isodromer Rückführung versehen werden. Bei der Aussetzregelung gelten die gleichen Bedingungen.

Wie wichtig es ist, die Steuerung dem einzelnen Fall anzupassen, zeigt Abb. 8. Man sieht deutlich, daß von einer Anpassung der Kurven für die Luftmenge (Rauchgasklappensteuerung; Differenzzug) an die Belastung keine Rede ist, sondern daß die Kurven dauernd pendeln. Abb. 9 zeigt den Erfolg der richtigen Einstellung an demselben mengengesteuerten Dampfkessel.

Wenn die vorliegenden Untersuchungen deutlich die Schwierigkeiten der wärmetechnischen Regelung vor Augen führen, so ist damit der Vorteil eines automatischen Betriebes erwiesen, der immer so aufgebaut werden kann, daß die hier beschriebenen Bedingungen erfüllt werden (Abb. 10).

(Eingegangen am 4. Oktober 1929)

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Aachen. Band III. 1928. Herausg. von W. Rogowski. 226 S., zahlr. Abb. Julius Springer, Berlin. 1929. Rm. 14,—.

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof, Tätigkeitsbericht[1]) 1929 der —. Herausg. v. Wilh. Hoff, Ottfried v. Dewitz, Georg Madelung. VIII, 56 S. Privatdruck, Berlin. 1929.

[1]) Die einzelnen im Bericht besprochenen Untersuchungen werden von der D.V.L. gegen Erstattung der Vervielfältigungskosten abgegeben.

Gocht, H., Die Röntgen-Literatur. II. Teil. Autoren- und Sachregister 1928. Patentliteratur 1928. XIX, 355 S. Ferd. Enke, Stuttgart. 1929. Geh. Rm. 38,—. geb. Rm. 41,—.

Guertler-Leitgebel, Vom Erz zum metallischen Werkstoff. (Der metallische Werkstoff, Band 1.) XXIII, 426 S., 176 Abb. und 30 Tab. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Rm. 30,—, geb. Rm. 32,—.

Gutenberg, B., Lehrbuch der Geophysik. Lieferung 5. XX, S. 797—1017, 125 Abb. Gebr. Borntraeger, Berlin. 1929.

Haas, A., Die Grundlagen der Quantenchemie. 76 S., 7 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Kart. Rm. 3,80.

Hahnemann und Schrader, Atlas Metallographicus, Lieferung 3, Tafel 17—24. Subskriptionspreis Rm. 7,60. Lieferung 4, Tafel 25—32. Subskriptionspreis Rm. 6,75. Lieferung 5, Tafel 33—40. Subskriptionspreis Rm. 6,75.

Kiebitz, F., Radiotechnik IV. Die elektrischen Wellen. 125 S., 28 Abb. (Sammlung Göschen, Bd. 1010.) W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1929. Geb. Rm. 1,50.

Möller, H. G., Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen. 3. vollst. umgearb. Aufl. XVI, 226 S., 232 Abb. Fr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1929. Rm. 15,—, geb. Rm. 17,50.

Oberdorfer, G., Das Rechnen mit symmetrischen Komponenten. (Sammlung Mathematisch-Physikalischer Lehrbücher, Nr. 26.) V, 74 S., 40 Abb. B. G. Teubner, Leipzig. 1929. Kart. Rm. 5,—.

Ollivier, F., La Topographie Sans Topographes. Traité de Photogrammétrie. XVIII, 301 S. m. 158 Abb. Editions de la Revue d'Optique théotique et instrumentale. Paris XVe.

Volkmann, W., Praxis der Lindenoptik. 2. verb. u. erw. Aufl. VII, 199 S., 50 Abb. u. 4 Taf. Gebr. Borntraeger, Berlin. 1929. Geb. Rm. 7,50.

Wendler, A., Maschinelle Glasverarbeitung. (Das Glas in Einzeldarstellungen, Band 9.) 250 S., 172 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Brosch. Rm. 24,—, geb. Rm. 25,—.

Wien, W. und F. Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Band 3. Mechanik. 2. Teil. Technische Mechanik von Föppl. VIII, 189 S., 117 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1929. Rm. 18,30, geb. Rm. 19,75.

Besprechungen

◆Müller-Pouillets **Lehrbuch der Physik.** 11. Aufl. I. Bd. I und II. Teil. XVI, 1258 S., 673 u. 398 Abb. i. T. u. a. 2 Taf. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1929. Rm. 75,—; geb. Rm. 82,—.

Pöschl, Th., Mechanik der nichtstarren Körper. S. 849 bis 909, 61 Abb. i. T. u. a. 2 Taf. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1929. Rm. 3,20.

Die Durchsicht der beiden ersten Teile als auch des Teiles 3 des vorliegenden Bandes gestattet darauf hinzuweisen, daß die betreffenden Teile gegenüber der 10. Auflage grundlegend umgestaltet sind. Für die Bearbeitung ist eine Reihe von auf den einzelnen Gebieten erfolgreich tätigen Forschern gewonnen worden, trotz der gewahrten Eigenart der einzelnen Beiträge ist das Werk zu einem einheitlichen Lehrbuch zusammengeschmolzen. Alle Teile verdienen diese Hervorhebung in vollem Maße.

Die „Einleitung in die Physik" (G. Mie) ist ein Beitrag, der die Eigenart physikalischer Forschung klar heraushebt und sich insbesondere auch mit den neuerdings viel diskutierten auf erkenntnistheoretisches Gebiet hinüberspielenden Fragen beschäftigt. Im Kapitel zwei behandelt G. Berndt Maß und Messen. Die Leistungsfähigkeit der einzelnen bei den verschiedenen Messungen beteiligten menschlichen Sinnesorgane und die Leistungsfähigkeit der für Längen-Flächen-Raum-Winkel- und Zeitmessungen verwendeten physikalischen Apparaturen sowie die für die verschiedenen Größen gebrauchten Einheiten werden diskutiert. H. Diesselhorst behandelt im zweiten Kapitel das System der physikalischen Formeln, die Maßsysteme und die Dimensionen. Im dritten Kapitel sind ihrer fundamentalen Bedeutung insbesondere auch vom didaktischen Standpunkt aus entsprechend die Newtonschen Axiome gesondert behandelt (E. Madelung und W. Thomas). Aus dem vierten Kapitel (Mechanik der punktförmigen Massen, H. Diesselhorst) sei ein Teil, nämlich die Darstellung der allgemeinen Schwingungslehre, als von besonderem Wert für den technisch eingestellten Physiker hervorgehoben. Im fünften Kapitel (Mechanik der starren Körper), bespricht W. Hort die ebenen Bewegungen der starren Körper, das Gleichgewicht der Kräfte am starren Körper die Mechanik der Waage, die einfachen Maschinen und die Dynamik der starren Körper (mit Ausnahme der Kreisellehre). Zahlreiche Beispiele sind behandelt. Der technisch interessierte Physiker wird es begrüßen, daß die Kreisellehre in einem besonderen, ausführlichen Kapitel (sechs, M. Schuler) Platz gefunden hat; der Beitrag kann jedem, der Aufschlüsse über die Kreiseltheorie und über die wichtigen technischen Anwendungen des Kreisels wünscht, empfohlen werden. Im siebenten Kapitel ist die Mechanik der nichtstarren Körper behandelt; elastische und plastische Formänderungen, Bruchtheorien und die physikalischen Methoden zur Bestimmung elastischer Größen werden besprochen. Die in diesem und dem folgenden Kapitel (acht, Reibung fester Körper) von Th. Pöschl behandelten Fragen besitzen in hohem Maße das Interesse technisch-physikalischer Forschung Daher ist auch der gesondert käufliche Abdruck dieser Darstellung zu begrüßen. Im neunten Kapitel gibt P. P. Ewald eine eingehende Darstellung des mechanischen Aufbaues fester Körper in atomistischer Beziehung; der Beitrag ist eine wertvolle Einführung in die für so viele Zweige technischer Entwicklung wichtige Strukturforschung. H. Prandtl bespricht im zehnten Kapitel das Gleichgewicht von Flüssigkeiten und Gasen, im elften und zwölften die strömenden Bewegungen der Flüssigkeiten und Gase. Auch die Anwendungen der Ergebnisse der physikalischen Forschung auf praktische Probleme werden eingehend behandelt; als Stichworte seien hier folgende genannt: Auftrieb von Luftfahrzeugen, Widerstandszahlen, Polarkurven von Tragflügeln, Wirkungsgrad von Propellern, hydrodynamisches und aerodynamisches Versuchswesen.

H. Senftleben behandelt im dreizehnten Kapitel die Methoden zur Bestimmung des spezifischen Gewichtes und der Dichte, im Kapitel vierzehn Luftpumpen und Apparate zur Druckmessung im besonderen.

Wenn aus dem reichen Inhalt des vorliegenden Bandes vorwiegend eine Reihe technisch-physikalischer Fragen herausgegriffen wurde, so ist dies deswegen geschehen, weil der Unterzeichnete bemüht war zu zeigen, daß der Leserkreis dieser Zeitschrift das Buch nicht nur zur Orientierung über allgemein physikalische Fragen, sondern, gerade auch zum Gebrauch für die Fragen seines eigensten Arbeitsbereiches benutzen kann. Auch für die Zwecke des Unterrichtes ist der Inhalt und das große Abbildungsmaterial bestens zu verwenden. F. Trendelenburg.

◆**Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung** zu Düsseldorf. Herausg. von F. Körber. X. Band (Abh. 96—115). V, 402 S. m. 197 Zahlentaf. u. 689 Abb. i. T. u. a. 23 Taf. Verlag Stahleisen m. b. H. Düsseldorf 1928. Geh. Rm. 43,50.

Der vorliegende 10. Band der Mitteilungen zeichnet sich durch dieselbe Mannigfaltigkeit aus, wie die vorhergehenden Bände. Die Arbeiten umfassen metallographische, metallurgische, physikalische und festigkeitstheoretische Gebiete. Der Mangel an Platz verbietet es, die einzelnen

20 Arbeiten zu besprechen. Wir beschränken uns deshalb auf die Aufzählung der Arbeiten von vorwiegend technisch-physikalischem Interesse.

Über die Beanspruchungsverhältnisse beim Schmieden und Walzen von F. Körber u. E. Siebel;

Zur Weiterentwicklung des Druckversuchs von E. Siebel u. A. Pomp;

Einfluß der Formänderungsgeschwindigkeit auf den Verlauf der Fließkurve von Metallen von E. Siebel u. A. Pomp;

Spektralpyrometrische Messungen am Siemens-Martin-Ofen von H. Schmidt u. W. Liesegang;

Mechanische Eigenschaften von Stahlguß bei erhöhten Temperaturen von F. Körber u. A. Pomp;

Die mechanischen Eigenschaften bei erhöhten Temperaturen gezogener Stahldrähte in Abhängigkeit von dem Ziehgrad, der Bearbeitungstemperaturen und dem Kohlenstoffgehalt von A. Pomp u. W. Knackstedt;

Über die Festigkeitseigenschaften und den Reißwinkel kaltgewalzter Metalle von F. Körber u. H. Hoff;

Zur Theorie der Reißwinkelbildung von F. Körber u E. Siebel;

Der Einfluß der Kaltverformung und der Wärmebehandlung auf die elektrische Leitfähigkeit von Kupfer, Aluminium und Eisen von P. Bardenheuer u. H. Schmidt;

Über die Gesamtstrahlung fester Körper von H. Schmidt u E. Furthmann;

Das Wachsen von Gußeisen von F. Wüst u. O. Leihener;

Der Einfluß der Walztemperatur auf Streckung, Breitung und Walzarbeit verschiedener Kohlenstoffstähle bei einer Drahtstraße von K. Hopfer;

Einfluß der Walz- und Glühtemperatur auf die Festigkeitseigenschaften und das Gefüge von kaltgewalztem kohlenstoffarmen Flußstahl von A. Pomp u. S. Weichert;

Die magnetische Untersuchung von Dynamo- und Transformatorenblechen mit dem Differentialeisenprüfer von F. Wever u. H. Lange. G. Masing.

◆Müller-Lübeck, K. E., **Der Quecksilberdampfgleichrichter.** II. Band. Konstruktive Grundlagen. VI, 350 S., 340 Abb. i. T. und 4 Taf. J. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 42,—.

Der erste Teil des zweiten Bandes (163 S.) bringt die Fortsetzung der mathematischen Behandlung der verschiedenen Gleichrichterschaltungen, befaßt sich also mit der Berechnung der Spannungs-, Welligkeits- und Leistungscharakteristiken unter Voraussetzung von Reaktanzen sekundär, primär und im Netz. Unter den Ergebnissen der Rechnungen findet sich manches, was auch den Praktiker interessiert, z. B. die Tatsache, daß die Scheinleistung der Gleichrichtertransformatoren bei Vergrößerung der Reaktanzen praktisch dieselbe bleibt, wenn die Überlappung der Anodenströme oder m. a. W. die Reaktanzen in der Anlage nicht allzu große Werte annehmen. Man kann also ohne große Fehler mit den bekannten einfachen Formeln rechnen.

Um Irreführungen bei der Lektüre des Buches zu vermeiden sei im besonderen auf einige Unklarheiten hingewiesen:

Zu S. 52. Die primären Belastungsströme eines Transformators sind immer reine Wechselströme. Die Ohmschen Widerstände haben hier nicht den maßgebenden Einfluß, den der Verfasser annimmt. Es muß eben hier, wie überall, der mathematische Ansatz durch die physikalischen Grundgesetze kontrolliert werden, wenn die Resultate richtig und eindeutig sein sollen.

Zu S. 58. Die Wirkung der Saugdrosselspule bzw. des Hilfsflusses dreifacher Netzperiodenzahl bei den Schaltungen mit Stromteilung hat (von Nebeneinflüssen abgesehen) mit der Glättung der Pulsationen im Gleichstromkreis nichts zu tun. Auch bei sehr großer Induktivität der Saugdrossel bleiben die Pulsationen bestehen. Die Saugdrossel arbeitet eigentlich nicht als Drossel, sondern als Transformator für die Oberwellenspannungen. Dies gilt sinngemäß auch bei der Verwendung der Saugdrossel in zwölfphasigen Anlagen (S. 138).

Zu S. 124. Bei der Nachrechnung der Stern-Sechsphasenstern-Schaltung wurde die stromteilende Wirkung des „stark wirksamen" Jochflusses nicht berücksichtigt. Es wäre im übrigen zu begrüßen, wenn für diese Schaltung allgemein die vom VDE festgelegte Bezeichnung (Stern-Sechsphasenstern) gebraucht und Ausdrücke wie Doppelstern, die nicht eindeutig sind, vermieden würden.

Zu S. 102. Bei der Berechnung der Welligkeit in Abhängigkeit von der Phasenzahl des Betriebes wurde bei der Schlußfolgerung außer acht gelassen, daß gewisse Oberwellen ganz aus der Gleichstromkurve verschwinden, wenn man die Phasenzahl verdoppelt. Beim Übergang von sechsphasigen auf zwölfphasigen Betrieb (50 Hz) würde z. B. die dritte Oberwelle (900 Hz) verschwinden, während die vierte Oberwelle (1200 Hz) unverändert bleibt.

Bei der Untersuchung der vorgesättigten Eisendrosselspulen ist die Einführung des Begriffs der „magnetischen Ergiebigkeit" als Differentialquotienten der Induktion B der Feldstärke H bemerkenswert und praktisch brauchbar.

Der zweite Teil des zweiten Bandes bringt in beschreibender Darstellung einiges über die Konstruktion der Gleichrichtergefäße, die Gleichrichteranlagen mit besonderer Berücksichtigung der Automatisierung, die Schnellschalter und die Gleichrichteranlage der Berliner Stadt-, Ring- und Vorortbahnen. Die Ausführungen dieses Teils sind mehr vielseitig als systematisch und durch zahlreiche Bilder ergänzt. Besonders reichhaltiges Material stand dem Verfasser naturgemäß von seiten seiner eigenen Firma zur Verfügung. H. Jungmichl.

◆Gans, R., **Vektoranalysis.** Mit Anwendungen auf Physik und Technik. 6. Aufl. VIII, 111 S., 40 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig. 1929. Kart. Rm. 5,40.

Das Büchlein, welches bereits in der 6. Auflage vorliegt, bildet eine der besten Einführungen in die Vektoranalysis. Es behandelt in vier Abschnitten die Theorie der Vektoren und der symmetrischen Tensoren und bringt in einem fünften Abschnitt zahlreiche Anwendungen aus der Hydrodynamik und der Elektrodynamik. Die im wesentlichen koordinatenfreie, rein vektorgeometrische Beweisführung ist für den anschaulich denkenden Physiker und Techniker von besonderem Wert. R. Feldtkeller.

◆Rinne, Fr., **Zur Nomenklatur der 32 Kristallklassen.** E. Schiebold, Über eine neue Herleitung und Nomenklatur der 230 kristallographischen Raumgruppen. III, 204 S., 225 Abb. und 1 Taf. mit Atlas der 230 Raumgruppen-Projektionen, enth. 313 schwarze und 36 farb. Abb. auf 46 Taf. Erschienen in den Abhandl. d math.-phys. Klasse der Sächs. Akademie der Wissenschaften (XL. Band, Nr. V Schlußheft). S. Hirzel, Leipzig. 1929. Je Rm. 13,—.

Unter den bereits mehrfach in Buchform (Niggli) oder in Zeitschriften (Astbury und Yardley) vorliegenden zeichnerischen Darstellungen der 230 Raumgruppen des homogenen Diskontinuums kann der Atlas von Schiebold mit Recht eine bevorzugte Bewertung in Anspruch nehmen. Dies läßt sich zunächst durch die überaus sorgfältige Ausführung der Zeichnungen, die bei den höchstsymmetrischen Raumgruppen sogar zum Hilfsmittel vierfarbigen Druckes greift, begründen. Soweit die Darstellung von dem Wesen nach Räumlichem mit ebenen Hilfsmitteln möglich ist, ist hier eine kaum zu überbietende Anschaulichkeit geschaffen.

Der weitere, tiefer liegende Vorzug des Atlas und der ihnen vorangehenden Tabellen liegt in der neuartigen, von der Schönfliesschen abweichenden Herleitung der Raumgruppen. Diese schließt sich an die Herleitung der 32 Kristallklassen an, welche F. Rinne auf den ersten Seiten des Bandes gegeben hat. Sie geht aus von den kristallographischen Urformen des Pedions, Pinakoides, Sphenoi-

des, Domas und Prismas, aus denen sich im Rhythmus der Achsenzähligkeit alle Klassen aufbauen lassen.

Die Anwendung dieses Schemas auf das Diskontinuum ist der Leitfaden der Schieboldschen Raumgruppenherleitung. Nur so viel kann man an dieser Stelle sagen, daß die Ausführung dieses Planes restlos geglückt ist, und im Endresultat, trotz mancher neuer, langatmiger, zunächst fremdartig anmutender Namen und Bezeichnungen, zu einer, wie der Verfasser mit Recht sagt, „bisher unerreichten Übersichtlichkeit und logischen Gliederung" führt.

K. Herrmann.

◆ Darrow, K. K., **Elementare Einführung in die Wellenmechanik.** Aus dem Englischen übersetzt und ergänzt von E. Rabinowitsch. Mit einem Vorwort von E. Schrödinger. VII, 102 S., 3 Abb. i. T. S. Hirzel, Leipzig. 1929. Kart. Rm. 5,—.

Der Verfasser ist in technisch-physikalischen Kreisen durch seine zusammenfassenden Berichte bekannt, welche er seit mehreren Jahren über neue physikalische Forschungsergebnisse in dem „Bell System Technical Journal" veröffentlicht. Daher stammt auch das amerikanische Original der vorliegenden Einführung in die Wellenmechanik. Dieses Buch ist insbesondere den technischen Physikern durch die Anknüpfung an gewohnte, der akustischen Schwingungslehre entlehnte Begriffe und Beispiele, wie der gespannten Seite und der eingespannten kreisrunden Membran, und durch eine flüssige, lebhaft anschauliche Darstellung, wobei auf mathematische Formulierungen keineswegs verzichtet wird, zu empfehlen.

In dem Vorwort nimmt der deutsche Schöpfer der Wellenmechanik, Schrödinger, zu der statistischen Deutung der neuen Mechanik und der Heisenbergschen Unschärfebeziehung prägnant Stellung. R. Swinne.

◆ Kossel, W., **Die Einheit der Naturwissenschaft.** Rektoratrede 1929. 22 S. Kommissionsverlag der Universität Kiel Lipsius & Tischer, Kiel. 1929. Rm. —,80.

Nach einem Überblick über die historische Entwicklung unserer Naturerkenntnis, der die Relativitätstheorie als letzten ragenden Pfeiler des klassischen Gebäudes inmitten des Gewimmels aufkeimender Atomistik darstellt, geht Kossel näher auf die gegenwärtig im Vordergrund des Interesses stehende Analyse der Materie ein, wobei er trotz Krisis der Kausalität und Heisenbergs „Ungenauigkeitsrelation" die Grenzen der Einheit der Naturwissenschaften in origineller Gedankenführung voll Optimismus von der leblosen Welt über das Pauliverbot (!) bis zur Biologie auszudehnen sucht. — Die Broschüre vermittelt eine genußreiche Stunde. O. v. Auwers.

◆ Ambronn, R., **Elements of geophysics** as applied to explorations for minerals, oil and ges. Translated by M. C. Cobb. IX, 372 S. mit 84 Abb. i. T. Mc Graw-Hill Publisting Co. Ltd., London. 1928. Geb. 25/—.

Als „Methoden der angewandten Geophysik" erschien die deutsche Originalausgabe vor etwa 3 Jahren und wurde in dieser Zeitschrift (**8**, 126, 1927) ausführlich besprochen. Die vorliegende englische Übersetzung weist einzelne Ergänzungen, speziell bei dem sehr umfangreichen Schrifttumnachweise auf. Möge diese, eine Lücke ausfüllende Einführung die verdiente Verbreitung auch in den angelsächsischen Ländern finden. R. Swinne.

◆ Jakob, M. und S. Erk, **Der Wärmeübergang beim Kondensieren** von Heiß- und Sattdampf. Max Jakob, **Die Verdampfungswärme des Wassers** und das spezifische Volumen von Sattdampf für Temperaturen bis 210° C. Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ingenieurwesens. Heft 310. 18 S. VDI-Verlag m. b. H., Berlin NW 7. 1928.

In der ersten Arbeit bringen die Verfasser nach einem Bericht über den Aufbau der Versuchsanlage die damit in der PTR erhaltenen Versuchswerte, welche (wie von W. Stender vermutet) die Nusseltsche Theorie sehr gut bestätigten. Der Gütegrad des Wärmeüberganges, d. h. die in einer Stunde durch 1 m² Oberfläche des Wärmeaustauschers hindurchgegangene Wärmemenge, ist, sonst gleiche Verhältnisse vorausgesetzt, bei Heißdampf größer als bei Sattdampf. Es ergab sich ferner, daß die Nusseltsche Theorie nur in einem Gebiet zu gebrauchen ist, in dem noch Kondensation stattfindet, darüber hinaus aber, wo also keine Kondensation mehr stattfindet, allein die von Poensgen aufgestellten Gleichungen brauchbare Werte liefern.

Die Unsicherheit der bisher vorliegenden Zahlenwerte für die Verdampfungswärme des Wassers und für das spezifische Volumen des Wasserdampfes oberhalb 180° C. veranlaßte in der zweiten Arbeit erstere nach einem Verfahren von Henning zu bestimmen und besonders nach der Gleichung von Clapeyron - Clausius unter Zugrundelegung der ersteren Werte zu berechnen. Die Versuchsergebnisse wurden zu einer neuen Tabelle der Verdampfungswärme und des spez. Volumens für das Gebiet von 30 bis 210 zusammengestellt, und mit den bisher bekannten bis 180° C. reichenden Werten verglichen. Die Genauigkeit wird auf 2 v. T. geschätzt. Die Versuche wurden mittlerweile bis 250° fortgesetzt. W. Jubitz.

◆ Jellinek, K., **Lehrbuch der physikalischen Chemie.** Lfg. 6. 2. Band. XIV, S. 561—924, zahlr. Abb. und Tab. F. Enke, Stuttgart. 1928. Subskript.-Pr. Rm. 32,—. (Bd. 2 vollst. Rm. 88,—, Lw. Rm. 92,—. Subskriptions-Preis Rm. 77,—, geb. Rm. 81,—.)

Über den ersten Band und den ersten Teil des zweiten Bandes der zweiten Auflage des Lehrbuches von Jellinek ist an dieser Stelle bereits berichtet worden [vgl. **9** (1928), 369]. Über die Fortsetzung des zweiten Bandes, welcher die Lehre vom festen Aggregatzustand reiner Stoffe und die Lehre von den verdünnten Lösungen bringt, ist im wesentlichen dasselbe zu sagen wie über die früheren Teile des Buches. Man bewundert den sicheren Takt des Verfassers, der zu den verschiedenen Fragen und den sie behandelnden Theorien Stellung nimmt, wenn die Darstellung auch nicht die Tiefe einer Originalarbeit erreicht. Die Darstellung ist so vollständig, daß sie vielfach das Zurückgreifen auf die Originalliteratur überflüssig machen wird, und breit angelegt, dem Gesamtcharakter des Buches entsprechend, das mehr zum Lesen als zum Nachschlagen bestimmt ist.

G. Masing.

◆ Nesper, E., **Dynamische Lautsprecher.** 40 S., 40 Abb., 1 Tab. Hachmeister & Thal, Leipzig. 1929. Geh. Rm. 2,—.

Das Büchlein enthält im wesentlichen eine nicht korrigierte Übersetzung fremder Veröffentlichungen über Arbeitsweise und Selbstbau von Tauchspulenlautsprechern, eine Reihe Bilder ausländischer Erzeugnisse, eine Einführung und Ratschläge für Netzanschluß.

Das Kapitel „Entwicklungs- und Ausführungsformen dynamischer Lautsprecher" ist unvollständig; beispielsweise werden der Gerlachsche Falzlautsprecher und der Rieggersche Blatthaller, der auf den Funkausstellungen 1927 und 1928 durch Lautstärke und Güte auffiel, nicht erwähnt, während Marconis „Gigantophon" ausführlich behandelt ist. Hierdurch sowie durch die ganze Art der Darstellung wird der Eindruck erweckt, als ob es in Deutschland niemand gelungen sei, „Lautsprecher zu schaffen, welche diese großen Endenergien formgetreu und verzerrungsfrei zu verarbeiten vermögen" (S. 4). Die Tauchspulenanordnung von Werner v. Siemens (DRP 2355) aus dem Jahre 1877 ist älter als die von Lodge 1898. Der elektrodynamische Bandlautsprecher von Gerlach [vgl. ds. Zeitschr. **5** (1924), 576] war eher fertig, als die Modelle von Sykes (Marconi) hier bekannt wurden. Der elektrodynamische Blatthaller von Riegger [vgl. ds. Zeitschr. **5** (1924), 577] war eher fertig, als Rice und Kellog „1925 dynamische Lautsprecher entwarfen, bei welchen die Membran durch ein sehr kräftiges Magnetsystem angetrieben wurde und insbesondere an einem Schallschirm befestigt war" (S. 12). Über die Bedeutung des Magnetfeldes hatte Riegger bereits in seiner

Arbeit „Zur Theorie des Lautsprechers" (Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konz. **3** (1924), 67] geschrieben, daß der Wirkungsgrad proportional H^2 wächst. Und den Schallschirm, den Riegger als etwas bereits Bekanntes benutzte, hat Burstyn 1922 angegeben [ds. Zeitschr. **3** (1922), 180]!

Da der Verfasser wiederholt Beiträge zur Darstellung der Entwicklung des Funkwesens geliefert hat, besteht die Gefahr, daß der Inhalt der vorliegenden Schrift unbesehen in das Schrifttum übernommen wird; daher erscheint es geboten, an dieser Stelle auf die oben genannten Tatsachen hinzuweisen.

Weiter ist zu bemerken, daß die als Muster gegebenen Berechnungen durch offenbare Abschreibe- und Übersetzungsfehler in irreführender Weise entstellt sind. Z. B. auf S. 18, Z. 10; S. 18, Z. 11 v. u.; S. 20, Z. 1 v. u.; S. 21, Z. 11; S. 21, Formel 6, S. 21, Formel 7; S. 28, Z. 4; S. 28, Z. 9; S. 30, Z. 6; S. 30, Z. 12; S. 30, Z. 12 v. u.; S. 30, Z. 9 v. u.; S. 30, Z. 4 v. u. Die Zahlenwerte auf S. 28 unten und S. 30 oben werden nicht erklärt.

Unter dem einschränkenden Titel „Zusammenfassender Bericht über Tauchspulen-(moving coil)-Lautsprecher" und nach Beseitigung der Fehler und Unklarheiten würde das Büchlein wirklich wertvoll sein, indem es uns den in fremden Zeitschriften schwer erreichbaren Stoff zugänglich macht.

Hch. Pauli.

◆Feldhaus, F. M., **Kulturgeschichte der Technik.** I. VIII, 154 S., 60 Abb. Geb. Rm. 5,—. II. VIII, 209 S., 47 Abb. Rm. 6,—. (Mathematisch-Naturwissenschaftliche Technische Bücherei, Band 20 und 21.) O. Salle, Berlin. 1928.

Diese Skizzen des durch den Kalender „Tage der Technik" bekannten technischen Historikers bilden keine zusammenhängende Kulturgeschichte der Technik, sondern nur eine lose, mit großem Fleiß zusammengetragene Aneinanderreihung einzelner kleiner Abschnitte, welche bald bestimmte Erfindungen, bald bestimmte Techniker behandeln, dabei öfters ins Anekdotenhafte verfallen, immerhin dem geduldigen Leser manches Interessante und auch Wichtiges bieten.

R. Swinne.

◆König, A., **Physiologische Optik.** (Handbuch der Experimentalphysik von W. Wien, F. Harms u. H. Lenz. Bd. 20, I. Teil.) VII, 241 S., 70 Abb. Akademische Verlagsgesell. m. b. H., Leipzig. 1929. Geh. Rm. 22,—, geb. Rm. 23,60.

Die physiologische Optik sollte für das Handbuch der Experimentalphysik ursprünglich von C. Pulfrich bearbeitet werden. Nach dessen jähem tragischem Tode trat A. König für ihn ein. Er fand nur einzelne Paragraphen von Pulfrich fertig vor (insgesamt knapp 20 Seiten), so daß der überwiegende Teil von ihm selbst herstammt.

Die Einteilung des Stoffes erscheint etwas befremdlich. Die ersten beiden Kapitel handeln vom Gesichtssinn im allgemeinen und dem Auge. Dann bringt Kapitel 3 die Farbenlehre, aber ohne sie zu beenden. Vielmehr folgt nun „Das Sehen der Zapfen und Stäbchen", „Die Schwellenwerte", „Kontrast und Irradiation", „Zeitliche Verhältnisse der Lichtwirkung", „Umstimmung und Nachbilder". Jetzt kommen als Kapitel 9—11 die „Farbentheorien", „Heterochrome Photometrie" und „Die Messung der Farbe", dann in Kapitel 12 etwas vereinsamt „Die Sehschärfe", die wohl besser gleich nach Besprechung des Auges gebracht worden wäre. Es folgt als Kapitel 13 „Die Beurteilung der räumlichen Verhältnisse, abgesehen von der Tiefe". Die Tiefenlokalisation kommt aber erst als Kapitel 16. Es schiebt sich dazwischen „Das Sehen von Bewegungen" und „Die Netzhautkorrespondenz" als Kapitel 14 und 15. Das Ganze schließt mit Kapitel 17 „Die Wechselwirkung der beiden Netzhäute".

Hat man sich aber an diese Stoffanordnung erst einmal gewöhnt, so kann man in dem Bande wohl alles Erforderliche (bis auf eine Ausnahme) finden, was durch ausführliche Sach- und Namensregister sehr erleichtert wird. Das Werk ist zwar sehr konzentriert, aber doch flüssig und leicht verständlich geschrieben, so daß es als durchaus zuverlässiger Führer durch die physiologische Optik allen Physikern und Naturwissenschaftlern bestens empfohlen werden kann.

Die erwähnte Ausnahme betrifft den Grenzkontrast. Referent konnte weder die wichtigen Arbeiten von Mach, noch die von Seeliger, Kühl u. a. besprochen finden. Den Grenzkontrast hält er aber für geradezu grundlegend für fast jede optische Messung und seine Kenntnis zur Beurteilung der Genauigkeit usw. für unentbehrlich.

Felix Jentzsch (Jena).

◆Rothe, R., **Höhere Mathematik** für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil II: Integralrechnung, Unendliche Reihen, Vektorrechnung nebst Anwendungen. Teubners Math. Leitfäden, Bd. 22, 201 S., 96 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig. 1929. Kart. Rm. 6,40.

Dieser II. Teil der „Höheren Mathematik" hält, was der I. versprochen hat. Auf den 200 Seiten wird mit großer Klarheit und ohne trocken zu wirken ein erstaunlich reicher Stoff bewältigt. Von den vier Hauptabschnitten des Buches enthält der erste, mit vielen Beispielen durchsetzt, die Technik der Integration, dann die strengere Begründung des Integralbegriffs, die genäherte Quadratur, bei der besonders die Betrachtung der Fehlerabschätzung, die in vielen dicken Büchern fehlt, sehr nützlich ist, ferner die geometrische Anwendung der Integralrechnung und einige analytische Anwendungen auf trigonometrische Reihen und die harmonische Analyse, zuletzt eine kurze Theorie der Planimeter und Integraphen.

Das zweite Kapitel bringt die Theorie der unendlichen Reihen. Begrüßenswert ist die Einschiebung einiger Beispiele aus der Technik und für numerische Auswertungen der Hinweis auf die Tafeln von Jahnke & Emde.

Kapitel III behandelt Integrale, die von einem Parameter abhängen, Linienintegrale und Integrale in Komplexen. Auch hier findet sich manches für Physiker und Techniker Unentbehrliche, das man in größeren Lehrbüchern oft vergeblich sucht.

Im Kapitel IV steht das Wesentliche über Determinanten und über Vektoralgebra (ohne Vektoranalysis). Die Anwendungen erstrecken sich auf Geometrie und Mechanik.

Man kann nur wünschen, daß auch der III. Teil des Werkes bald erscheint: dann ist in drei dünnen Bänden das ganze unbedingt notwendige mathematische Rüstzeug für den Physiker und Techniker zusammengefaßt.

K. Glitscher.

◆Zickner, G., **Über Kondensatoren und ihre Eichung.** 60 S., 27 Abb., 8 Tab. Hachmeister & Thal, Leipzig. 1928. Geh. Rm. 3,—.

Hier liegt ein Büchlein von ganz besonderem Wert vor. Ein Fachmann, wie er besser nicht gefunden werden könnte, schreibt hier über seine bei der PTR gesammelten Erfahrungen bei der Prüfung und Eichung von Kondensatoren. Darüber hinaus enthält das Büchlein nach einer Darlegung der Grundbegriffe alles, was heutzutage über Kondensatoren Wissenswertes zu sagen ist. Dazu ist es an verschiedenen Stellen mit Entgegnungen auf oft gehörte Einwände gewürzt.

Im einzelnen werden besprochen: Grundbegriffe, Abschirmung, Dielektrikum, Verluste, Fehler und Verluste beim Zusammenschalten, Hochspannungskondensatoren, Niederspannungskondensatoren, Anforderungen, praktische Ausführungen, Aufstellung einer „Güte"-Zahl, Randkurven, Normalkondensatoren sowie Eichungen mit einfachen, mit Präzisionsbrücken und mit Hochfrequenz.

Das Büchlein sei allen technischen Physikern empfohlen, die von elektrischen Meß-, Prüf- oder Verstärkungsverfahren Gebrauch machen wollen, bei denen Kondensatoren eine Rolle spielen.

Hch. Pauli.

Personalnachrichten

Lafayette, Indiana, U.S.A. Dr. Karl Lark-Horovitz, ord. Prof. der Physik an der Purdue University wurde zum Direktor des Physikalischen Instituts ebenda ernannt.

Dr. A.-R. Read von der Buffalo University wurde zum Assistent Prof. und Dr. J. Walerstein zum Instruktor der Physik an der Purdue University ernannt.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Wir machen wiederholt darauf aufmerksam, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Büro der Gesellschaft: Berlin-Lichterfelde-Ost, Marienfelderstr. 50. G. 3. Lichterfelde 1661. Bürostunden: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Sitzung am Freitag, dem 1. Norember 1929, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg

Herr Kurt Illig: Herstellung und Eigenschaften des Berylliums.

Sitzung am Freitag, dem 29. November 1929, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Charlottenburg

Herr G. Masing: Physikalische Erkenntnisse an vergütbaren Berylliumlegierungen.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Ernst, Berlin:
Herr Dr.-Ing. Franz Moeller, Berlin-Steglitz, Hindenburgdamm 64b.

Seitens des Herrn Ing. Ganswindt, Berlin-Siemenstadt:
Herr Dr. phil. nat. Kurt Matthies, Siemensstadt, Rieppelstraße 12 I (in Fa. Siemens & Halske).

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf-Mitte:
Herr stud. phys. Wilhelm Roth, Bonn a. Rh., Bismarckstraße 29.
Herr Prof. Dr. Ehrenhaft, Wien IX, Strudelhofgasse 4.
Herr Physiker Franz Napravnik-Moor, Hirtenberg a. d. Triesting (Nieder-Österreich).

Seitens des Herrn Dr. A. Kaller, Mannheim:
Herr Obering. Franz Nahm, Mannheim, Böcklinstraße 36.

Seitens des Herrn Dr. Naumann, Rathenow:
Herr Dr. phil. Joh. Flügge, Rathenow, Karl-Grosse-Straße 3.

Seitens des Herrn Dr. Ernst Schwartz, Mannheim:
Herr Obering. Richard Weigt, Direktor der Siemens & Halske A.-G. Mannheim, Siemenshaus N. 7. 18.

Seitens des Herrn Dr. L. Vieth, Köln-Bayental:
Herr Prof. Dr. Fischer, Hochspannungs-Gesellschaft m. b. H., Köln-Zollstock, Höninger Weg 115—131.
Firma Hochspannungs-Gesellschaft m. b. H., Köln-Zollstock, Höninger Weg 115—131.

Seitens des Herrn Dr. R. Vieweg, Charlottenburg:
Herr Dr.-Ing S. Erk, Regierungsrat, Charlottenburg, Werner-Siemensstraße 7.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Wiegner, Leipzig:
Herr Studienrat Dr. Ernst Häuhsler, Zwickau-Weihsenborn (St.), Niederhohndorferstraße 11.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Dr.-Ing. Philipp Albrecht, Nürnberg, Peter Henleinstraße 42, jetzt Danzig, Hundegasse 94.

Herr Reg.-Rat Dr. Ament, Kiel, Esmarchstraße 59, jetzt Garmisch (Oberbayern), Waxensteinstraße 1.

Herr Dr. Egon Blumenthal, Greifswald, Phys. Institut, jetzt Grube Ilse, (N.-L.), Ledigenheim.

Herr Dr. Herbert Bredemeier, Hildesheim, Brühl, jetzt Wilhelmshaven, Prinz Heinrichstraße 14 I.

Herr Dr. phil. H. Cassel, Charlottenburg 5, Hebbelstraße 20, jetzt Berlin-Wilmersdorf, Helmstedterstraße 23.

Herr Kurt Freitag, Kiel, Eckernfördernstraße 31, jetzt Berlin-Charlottenburg, Goethestraße 35/36.

Herr S. von Gülpen, Charlottenburg 9, Akazienallee 44 III, jetzt Charlottenburg 9, Westendallee 99.

Herr Dr. Max Haase, Kiel, Karlstraße 24, jetzt Jena, Hindenburgstraße 19.

Herr Prof. Dr. K. W. Hausser, Berlin-Siemensstadt, Hertzstraße 11, jetzt Heidelberg, im Bäckerfeld.

Frau Dr. Isolde Hausser, Berlin-Siemensstadt, Hertzstraße 11, jetzt Heidelberg, im Bäckerfeld.

Herr Dr. Wilhelm Hüter, Frankfurt a. M., Prächterstr. 14 I, jetzt Frankfurt a. M., Eichendorffstraße 27 III.

Herr Dr. J. Jaenicke, Hamburg, Ohlendorferstraße 9 II, jetzt Cronberg i. Taunus, Bleichstraße 6.

Herr Dr. Joscheck, Neu-Westend, Nußbaumallee 40, jetzt Berlin-Halensee, Joachim Friedrichstraße 21 bei Dr. Schindler.

Herr Dr. phil. nat. Hanns Jung, Frankfurt a. M., Dahlmannstraße 3, jetzt Frankfurt a. M., Parlamentsplatz 4 II.

Herr Dr. Heinz Kallmann, Grunewald, Caspar Theyßstraße 25, jetzt Berlin-Wilmersdorf, Augustastr. 5 II.

Herr Dr. Adolf Knodel, Mannheim, O. 7. 24, jetzt Dessau, Amalienstraße 144 part.

Herr Prof. Dr.-Ing. F. J. Koch, Dresden, Kaitzerstraße 35, jetzt Dresden-Wachwitz, Am Steinberg 10b.

Herr Dr. K. Lapkamp, Cöpenick-Wendenschloß, Goethestraße 8, jetzt Hannover, Helenenhof 2.

Herr Prof. Dr. Gustav Leithäuser, Berlin-Südende, Steglitzerstraße 20b, jetzt Berlin-Südende, Karlstraße 4.

Herr Erich Lutze, München, Rindermarkt 8, jetzt Würzburg, Assistent am Physik. Institut der Universität.

Herr Dr. Georg Mayer, Ludwigshafen a. Rh., Paul Ehrlichstraße 4, jetzt Mannheim, M 3, 9a, II. Stock.

Herr Dr. E. H. L. Meyer, Freiburg i. Br., Karlstraße 20, jetzt Leipzig, Linnéstraße 5.

Herr Dr.-Ing. Naumann, Rathenow, Mittelstraße 35, jetzt Rathenow, Friedrich-Ebert-Ring 29.

Herr Dr. Franz Nierhof, Bonn a. Rhein, Hohenzollernstraße 6, jetzt Honnef, Bernhard-Kleinstraße 3.

Herr Studienrat Carl Nölle, Hamburg 37, Iselstraße 56, jetzt Hamhurg 39, Wiesendamm 154 Erdg.

Herr Dr.-Ing. Edgar Römhild, Friedenau, Gosslerstr. 24, jetzt Berlin-Steglitz, Presselstraße 14.

Herr Dr. Fr. Roll, Mannheim, Max Josefstraße 22, jetzt Leipzig, Bleichertstraße 14 III.
Herr Dr. H. Roth, Frankfurt a. M., Westendstraße 74, jetzt Frankfurt a. M., Hadrianstraße 11.
Herr Dr. Franz Rother, Leipzig, Linnéstraße 5, jetzt Berlin NW 6, Louisenplatz 7 (Institut für Strahlenforschung).
Herr Prof. Dr. Schachenmeier, Pankow, Parkstr. 12a, jetzt Berlin-Grunewald, Salzbrunerstraße 42 I.
Herr Dr. Hans Schreiber, Dessau, Albrechtstraße 20, jetzt Berlin NW 6, Luisenplatz 7 (Inst. für Strahlenforschung.
Herr Prof. Dr.-Ing. Max Schuler, Göttingen, am weißen Stein 17, jetzt Göttingen, Am Goldgraben 26 II.
Herr G. Sommer, Berlin W 62, Lützow Platz 12, jetzt Neu-Ruhleben, Murellenweg 13.
Herr Prof. Dr. H. Starke, Aachen, Lütticherstraße 189, jetzt Aachen, Schinkelstraße 2 (Techn. Hochschule).
Herr Dr. Otto Utesch, München, Pettenhoferstraße 18, jetzt München, Gabelsbergerstraße 53/2.
Herr Dr. K. W. Wagner, Berlin-Wilmersdorf, Güntzelstraße 9, jetzt Berlin NW 87, Franklinstraße 1.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Hessen

Hauptversammlung am Montag, den 11. November 1929, im Hörsaal für angewandte Physik des Physikalischen Vereins, Frankfurt a. M.

1. Bericht des Vorstandes.
2. Neuwahlen zu Vorstand und Beirat.
3. Verschiedenes.
4. Herr Prof. Dr. H. Rukop (Universität Köln): Kurze elektrische Wellen.

Der Vorsitzende: A. Bestelmeyer.

Ortsgruppe Baden-Pfalz

Mit dem 1. Oktober 1929 tritt das Mitglied unseres Vorstandes, Herr Obering. Besemfelder, Mannheim, Siemenshaus, zurück. Wir sind ihm für stetige Förderung aller unserer Bestrebungen sehr zu Dank verpflichtet und werden seine liebenswürdige Mitarbeit nicht vergessen

Hochheim.

Ortsgruppe Rheinland-Westfalen

Gauvereine Rheinland-Westfalen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik in Verbindung mit den Gauvereinen und Ortsgruppen Baden-Plalz und Hessen beider Gesellschaften, gemeinsame Tagung im Quellenhof, Bad Kreuznach, am 23. und 24. November 1920.

Sonnabend, den 23. November 1929

4 Uhr: Besprechung von Fragen über Molekülspektren, geleitet und eingeleitet durch Herrn R. Mecke, Bonn, mit einem Referat über Bandenspektra und chemische Bindung.

Für die Diskussion sind einige Interessenten bereits vorgemerkt. Über die Reihenfolge ergeht noch Mitteilung.

5 Uhr: Besprechung von Fragen der Sonnen- und Himmelsstrahlung, geleitet durch Herrn F. Linke, Frankfurt a. M., und von ihm eingeleitet durch ein Referat.

Zu diesem Vortrag sind Mitteilungen über optische Filter angemeldet von den Herren Konen, Bonn, Schmidt, Bonn, Becker, Bonn, Dreisch, Bonn, ebenso Diskussionsredner, über deren Reihenfolge noch Mitteilung ergeht.

6 Uhr: Besprechung über ultrarote Absorptionsspektren, geleitet durch Herrn Dreisch und von ihm eingeleitet durch ein Referat.

Zu diesem Vortrag sind ebenfalls mehrere Mitteilungen und Diskussionsredner angemeldet. Mitteilung erfolgt noch. (Siehe oben.)

Nach Ablauf einer Stunde kann die Diskussion beliebig lange fortgesetzt werden. Doch beginnt der nächste Vortrag pünktlich und wird eventuell parallel zu den folgenden Besprechungen weitergeführt.

7 Uhr: Besprechung über Reformen im Vortragswesen der beiden Physikalischen Gesellschaften zur Vorbereitung der Vorstandsberatungen in Berlin, am 29. November 1929, gemäß Prager Beschluß, geleitet und eingeleitet von Herrn H. Konen, Bonn; Referate von den Herren Scheel, Madelung, Hochheim u. a.

$8^1/_4$ Uhr: Gemeinsames Abendessen im Quellenhof.

Sonntag, den 24. November 1929

9—12 Uhr: 1. Herr Hengstenberg, Ludwigshafen: Röntgenintensitäten bei gestörten Kristallgittern.

2. Herr R. Wierl, Ludwigshafen: Atomformfaktor durch Elektronenbeugung.

3. Herr Baum, Köln: Über die Messung kleiner Wechselspannungen mit dem Röhrenvoltmeter.

4. Herr H. Kneser, Marburg: Über die nichtleuchtende Modifikation des aktiven Stickstoffes.

5. Herr M. Berek, Wetzlar-Marburg: Beitrag zur Abbildung ultramikroskopischer Elemente.

6. Herr W. Cames, Aachen: Über die Messung von Scheitelspannungen mit statischem Voltmeter und Glühventil.

7. Herr A. Deubner, Köln: Vorführung eines nauen Schleifengalvanometers.

8. Herr H. Schaefer, Frankfurt a M.: Die Feldverteilung in leitfähigen und hochisolierenden Transformatorenölen.

9. M. Trautz, Heidelberg: Über Glasreibung.

1 Uhr: Gemeinsames Mittagessen im Quellenhof.

Anmeldungen an Herrn G. Vieht, Köln-Bagenthal, Bonnerstraße 500 erbeten.

Für die Gauvereine und Ortsgruppen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, Rheinland-Westfalen, Baden-Pfalz, Hessen.

G. C. Schmidt, Münster. G. Vieth, Köln.

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe

Sitzung am Dienstag, den 22. Oktober 1929, abends 8 Uhr, im großen Hörsaale des Chemisch-Technischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe

1. Geschäftliches.
2. Dir. W. Berger, Karlsruhe: „Die Verwendung des sichtbaren und unsichtbaren Lichtes in der Heilkunde". Mit Demonstration verschiedener lichttherapeutischer Apparate.

Der Vorstand.

Deutsche Physikalische Gesellschaft zu Berlin

Sitzung Freitag, den 22. November 1929, nachm. $5^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität

1. Herr P. Pringsheim: Über den Einfluß von Fremdgasen auf die Absorption der Resonanzlinie in Quecksilberdampf. (Nach Versuchen von Frl. E. Naumann).
2. Herr F. Simon: Beschreibung einer Anlage zur Erzeugung sehr tiefer Temperaturen.
   Die spezifischen Wärmen der Wasserstoff-Modifikationen im festen Zustande von 2° abs. aufwärts. (Nach Versuchen gemeinsam mit den Herren K. Mendelssohn und M Ruhemann).

Redaktionsschluß am 27. November 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Zweites Prager Heft

Zeitschrift für technische Physik

1929 | Zehnter Jahrgang | Nr. 12

INHALT

Auf Beschluß der Hauptversammlung am 18. September 1929 in Prag wurde der Jahresbeitrag für das Jahr 1930 wie folgt festgesetzt:

Groß-Berliner Mitglieder . . . . Rm. 25.—
Auswärtige Mitglieder . . . . Rm. 20.—
Ausländische Mitglieder . . . . Rm. 21.—
Für Firmen und korporative Mitglieder gilt das Dreifache dieser Beträge.

Es wird gebeten, obige Beiträge baldmöglichst auf unser Postscheckkonto Berlin Nr. 28765 zu überweisen. Die Beitragszahlung kann in zwei Halbjahresraten erfolgen; jedoch ist zur Vereinfachung Zahlung des ganzen Jahresbeitrages erwünscht.

Die Beiträge sind im Januar 1930 fällig. Bis zum 31. Januar 1930 nicht eingegangene Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen. Es wird an die Zahlung der rückständigen zweiten Halbjahrsbeiträge 1929 erinnert.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik

K. MEY,
Schatzmeister

Vorträge, gehalten auf dem 5. Deutschen Physiker- und Mathematikertag in Prag

1. Abteilung: **Schwachstrom und Starkstrom** (Nachtrag)

Messung elektrischer Wirkwiderstände mit Hilfe negativer Widerstände

Von Heinrich Pauli

(Mitteilung aus der Siemens & Halske A. G. Berlin-Siemensstadt)

(vorgetragen am 16. September 1929 in Prag)

Inhalt: Messung von frequenzabhängigen Wirkwiderständen nach neuen Verfahren. Allgemeines über die Verfahren. Beispiele: Messung des Wirkwiderstandes einer Spule I. mit dem Dynatron, II. mit der Numans-Rosenstein-Schaltung, III. mit Verstärker- und Senderöhren.

Die Messung des elektrischen Wirkwiderstands beliebiger Gebilde, die von einem Wechselstrom durchflossen werden können, ist eine oft vorkommende Aufgabe. Solche Gebilde sind Schaltelemente, Schaltungen, unvollkommene Isolatoren, Antennen und dgl., sowie biologische Objekte. Der Wirkwiderstand ist meist von der Frequenz des hindurchgeschickten Stromes abhängig[1]), so daß die Messung mit Strom dieser Frequenz oder zum mindesten benachbarter Frequenzen vorgenommen werden muß. Bisher wurde der Wirkwiderstand entweder in einer Brückenschaltung[2]) oder, besonders bei hohen Frequenzen, nach einem der Verfahren gemessen, die sich auf die Gesetze gekoppelter Kreise gründen.[3])

Im folgenden wird eine Reihe von Verfahren beschrieben, die von der Erscheinung des „negativen Widerstands" Gebrauch machen, wie ihn der Lichtbogen, das Dynatron u. a. Vorrichtungen zeigen.[4]) Es wird gezeigt werden, daß auch solche Vorrichtungen als negativer Widerstand benutzt werden können, bei denen außer den beiden stromliefernden Klemmen noch eine oder mehr Klemmen vorhanden sind, denen eine Steuerspannung zugeführt wird. Der Lichtbogen eignet sich wegen seiner Hysterese nicht für Meßzwecke. Während beim Lichtbogen der Widerstand de/di von Null bis zu einem negativen Höchstwert wächst, kann man beim Dynatron und weiteren im folgenden zu besprechenden Anordnungen den Leitwert di/de von Null bis zu negativen Höchstwerten steigern. Es ist daher oft anschaulich, von negativem Leitwert oder negativer Ableitung zu sprechen.[5])

Der Grundgedanke der neuen Verfahren ist der, daß ein unbekannter frequenzabhängiger Wirkwiderstand bei der geforderten Frequenz gegen einen negativen Widerstand abgeglichen wird, der leichter auszumessen ist. Ist der negative Widerstand gänzlich freqenzunabhängig, so wird er mit Gleichstrom ausgemessen. Ist er wenigstens in weiten Grenzen frequenzunabhängig, so kann er bei einer anderen, bevorzugten Frequenz durch einen für diese Frequenz bekannten veränderlichen Wirkwiderstand ausgemessen werden. Außerdem lassen sich Verfahren mit Hilfe eines bekannten Zusatzwiderstands angeben.

Bei allen Verfahren wird ein negativer Widerstand als Ableitung an einen Schwingungskreis angeschaltet, der aus dem zu messenden Gebilde sowie bekannten Schaltelementen besteht. Durch die negative Ableitung wird bei passender Wahl der Größenordnungen eine selbsterregte Schwingung unterhalten. Diese wird nötigenfalls mit Hilfe bekannter Schaltelemente auf diejenige Frequenz gebracht, bei der gemessen werden soll, was mit Hilfe eines Frequenz- oder Wellenmessers erkannt wird. Diese Schwingung enthält in der Regel eine Grund- und viele Oberschwingungen. Dann wird die Energiezufuhr soweit verringert, bis die Schwingung kurz vor dem Abreißen[6]) ist; in diesem Zustand ist sie praktisch frei von Oberschwingungen. Jetzt ist der induktive Scheinwiderstand gleich dem kapazitiven und der negative Widerstand gleich dem an ihn angeschlossenen Wirkwiderstand. Der unbekannte Wirkwiderstand der Schaltung, in dem der gesuchte Wirkwiderstand des Gebildes nach bekannten Gesetzen enthalten ist, ist damit gegen den negativen Widerstand abgeglichen, der sich viel leichter auswerten läßt. Die weiteren Einzelheiten werden am besten bei den einzelnen Verfahren besprochen.

Im Rahmen dieses Vortrags können nur Beispiele herausgegriffen werden.

I. Verfahren zur Messung des Wirkwiderstands einer Spule mit dem Dynatron

Um einen Schwingungskreis zu bilden, wird ein verlustfreier, veränderbarer Kondensator zu-

[1]) und zuweilen auch von der Amplitude.

[2]) Giebe, Zeitschr. f. Instr.-K. **31** (1911), 6 u. 33; Küpfmüller, ENT. **2** (1925), 263.

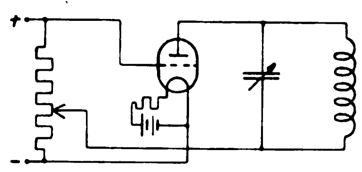
[3]) Vgl. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **5** (1921), 376; **6** (1921), 118.

[4]) Vgl. Barkhausen, Elektronenröhren II (1925), 111; Hull, Jahrb. d. dr. T. u. T. **14** (1919), 47 u. 157; Holborn, Tel. u. Fernsp.-T. **10** (1921), 1 u. 17; Roosenstein, Radio Nieuws 1924, 117.

[5]) Körper mit kleinen Leitwerten dienen in Stromkreisen meist als Ableitung, vgl. Kiebitz, ENT. **3** (1926), 284.

[6]) Abreißen als für Meßzwecke brauchbaren Grenzzustand auch bei K. Kohl, Phys. Zeitschr. **25** (1925), 739.

geschaltet, durch dessen Änderung die gewünschte Meßfrequenz eingestellt wird. Zweckmäßig ist die Schaltung nach Abb. 1, die bereits von Hull a.a.O. untersucht worden ist. Es sei L die Induktivität und R der Wirkwiderstand der Spule,



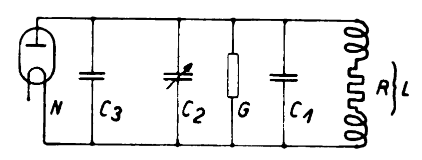


Abb. 1. Dynatron- und Ersatzschaltung

C_s die Summe der Kapazitäten C_1 der Spule, C_2 des Kondensators und C_3 der Röhre und der Leitungen, G eine etwaige Ableitung und N der reziproke Betrag des negativen Widerstands, also eine negative Ableitung, die nach Kiebitz als „Zuleitung" oder vielleicht als „Aufleitung" bezeichnet werden könnte. Dann gilt in bekannter Schreibweise für die selbsterregte Frequenz

$$\left.\begin{aligned} \frac{J}{N} = J \cdot Z, \quad \frac{1}{Z} &= j\omega C_s + \frac{1}{R + j\omega L} + G \\ \text{oder} \qquad N &= j\omega C_s + \frac{1}{R + j\omega L} + G \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

oder nach Zerlegung in reelle und imaginäre Glieder

$$(N - G)\, R = 1 - \omega^2 L\, C_s \qquad (2)$$

$$(N - G)\, L = C_s R \qquad (3)$$

Eine selbsterregte Schwingung kann nach (3) nur bestehen, solange N größer als G ist. Sobald dies der Fall ist, kann das gesuchte R aus (3) ermittelt werden. Meist ist

$$(N - G)\, R \ll 1 \qquad (4)$$

so daß dann statt (2) einfach gilt

$$\omega^2 L\, C_s = 1 \qquad (5)$$

R kann jetzt unter Vermeidung des unbekannten C_s und bei zu vernachlässigendem G aus

$$R = \omega^2 L^2 N \qquad (6)$$

entnommen werden, denn ω ist bekannt, L ist bekannt oder leicht zu ermitteln, und N ist das Gefälle $-di/de$ der Dynatronkennlinie an der benutzten Stelle.

Daß fast alle Röhren mit Wolframfaden sich für die Dynatronschaltung verwenden lassen, hat nach Vorversuchen des Verfassers F. Holborn a. a. O. mitgeteilt; Sparröhren eignen sich weniger. Beim Aufbau der Schaltung nach Abb. 2 müssen die wechselstromführenden Leitungen kurz, fest, widerstands- und induktionsarm sein; die Spule muß so aufgestellt werden, daß sie weder Wirbelströme noch Resonanzströme in ihrer Umgebung erzeugt. In Abb. 2 bedeuten F eine Röhrenfassung,

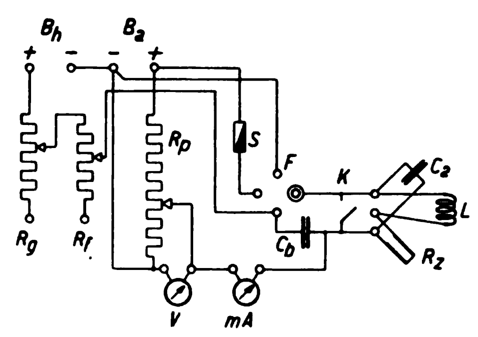


Abb. 2. Dynatron-Aufbau zur Wirkwiderstandsmessung

B_h und B_a Heiz- und Anodenbatterie, S eine Sicherung, R_g und R_f einen groben und einen feinen Heizwiderstand, R_p einen Spannungsteiler, V ein Voltmeter, mA ein Milliamperemeter, C_b einen Blockkondensator, C_2 einen geeichten Drehkondensator, K einen Kurzschließer, L die zu messende Spule, R_z einen induktionsfreien Zusatzwiderstand. Wenn bei kurzgeschlossenem Anodenkreis der Anodenstrom in Abhängigkeit von der Anodenspannung den ausgezogenen Verlauf nach Abb. 3

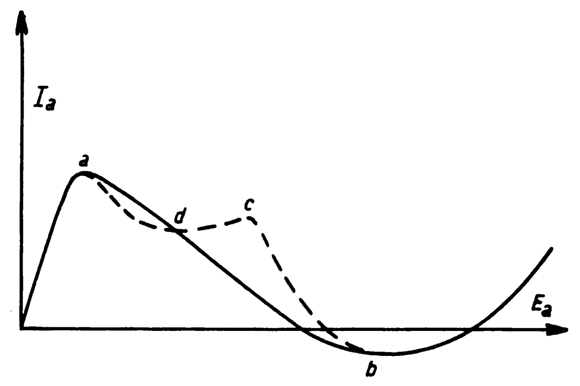


Abb. 3. Dynatron-Kennlinien

hat, liegt keine Schwingung vor; wenn Schwingungen erregt werden, nimmt die Kurve den gestrichelten Verlauf an.[7]) Diese Probe ist nötig, weil u.U. schon die Zuleitungen schwingen. Übrigens ob die Kennlinie die Nullinie unterschreitet oder nicht, ist hier belanglos. Wenn nun die zu messende Schwingung eben aus Anschwingen gebracht werden soll, so muß dies in gleicher Weise mit Hilfe des Kurzschließers erkannt werden; Ankopplung eines Wellenmessers würde bereits die Messung fälschen. Die

[7]) Infolge teilweiser Gleichrichtung des Schwingstromes.

Änderung des negativen Widerstands erfolgt durch Änderung der Heizung. Zur Messung von *di/de* dienen der Spannungsteiler und die Instrumente; ausführlicher wird dies Verfahren in einer größeren Veröffentlichung dargestellt werden.

Ähnliche Verfahren lassen sich angeben, wenn der zu messende Wirkwiderstand im Kondensatorzweig oder als Ableitung vorliegt; weitere Verfahren sind mit Hilfe des Zusatzwiderstandes R_z möglich; sie werden in der ausführlichen Veröffentlichung beschrieben.

II. Verfahren mit der Numans-Roosenstein-Schaltung.

Für die in Abb. 4 dargestellte Schaltung gibt Roosenstein a. a. O. an, daß im Grenzzustand der Schwingserzeugung

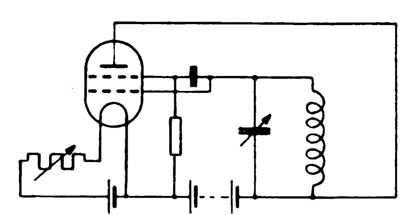


Abb. 4. Roosenstein-Schaltung

$$\frac{L}{rC} = \frac{r_i}{\gamma - 1} \tag{7}$$

ist, was unserer Gl. (3) entspricht, wenn

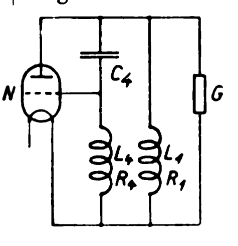
$$N = \frac{\gamma - 1}{r_i} \tag{8}$$

gesetzt wird. Dieses N läßt sich aber nicht wie beim Dynatron einfach mit Gleichstrominstrumenten als *di/de* messen, denn es liegt ein Blockkondensator vor dem 2. Gitter, dessen Ableitung übrigens noch als G in die Rechnung einzuführen ist. Somit tritt hier der Fall ein, daß der negative Widerstand bei einer anderen Frequenz mit einem für diese Frequenz bekannten veränderlichen Widerstand ausgemessen werden kann. Im Übrigen erfolgt die Einstellung des Grenzzustandes der Schwingungserzeugung genau wie beim Dynatron durch Veränderung der Heizung, so daß hier im allgemeinen dieselben Vorschriften wie dort gelten.

III. Verfahren mit Verstärker- und Senderöhren.

Bei Verstärker- und Senderöhren zeigt die Strecke Anode—Kathode einen rein negativen Leitwert, wenn dem stromlosen Gitter eine richtigphasige Steuerspannung zugeführt wird. Als Beispiel werde betrachtet

eine Messung des Wirkwiderstands einer Spule. In der Schaltung nach Abb. 5 bedeuten R_h einen Heizwiderstand, B_h, B_g und B_a Heiz-, Gitter- und Anodenbatterie, V und mA Spannungs- und Strommesser, C_b Blockkondensatoren und K einen Kurzschließer. Außer der zu messenden Spule L_1 ist hier noch eine zweite Spule L_4 und ein verlustfreier Kondensator C_4 nötig; von der zweiten Spule muß entweder der Wirkwiderstand bekannt sein, oder sie muß der unbekannten Spule völlig gleichen. Es gelten in üblicher Schreibweise die folgenden Beziehungen



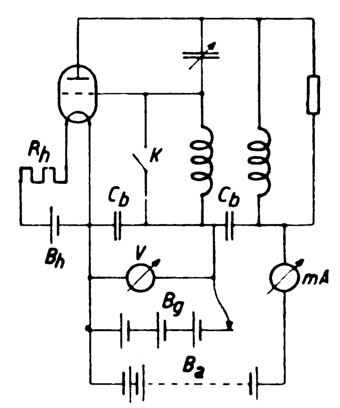


Abb. 5. Verstärkerröhren-Schaltung und -Aufbau zur Wirkwiderstandsmessung

$$\mathfrak{J}_a = S(\mathfrak{E}_g + D\,\mathfrak{E}_a) \quad \text{und} \quad \mathfrak{E}_a = -\,\mathfrak{R}_a\,\mathfrak{J}_a.$$

Daraus folgt

$$-\,S\,\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_a\left(SD + \frac{1}{\mathfrak{R}_a}\right). \tag{9}$$

Nun ist

$$\left.\begin{aligned}\frac{1}{\mathfrak{R}_a} = {} & \frac{1}{R_1 + j\,\omega\,L_1} \\ & + \frac{1}{R_4 + j\,\omega\,L_4 + \dfrac{1}{j\,\omega\,C_4}} + G\end{aligned}\right\} \tag{10}$$

wobei verlangt wird, daß zwischen den beiden Spulen keine Gegeninduktion besteht. Wenn die Wirkwiderstände klein neben den Blindwiderständen bleiben, was meist der Fall ist, folgt für das gesuchte R

$$R_1 + R_4 = \omega^2 L^2\left[S\left(\frac{L_4}{L_1} - D\right) - G\right] \tag{11}$$

oder, wenn zwei gleiche unbekannte Spulen eingesetzt sind,

$$2\,R = \omega^2 L^2 [S(1 - D) - G]. \tag{12}$$

Hierin ist S die am Arbeitspunkt zu messende Steilheit, D der für eine Röhre konstante Durchgriff und G eine frequenzunabhängige Ableitung, die aus folgendem Grunde gebraucht wird. Die Verringerung der Energiezufuhr kann hier nämlich nicht durch Verringerung der Heizung geschehen, sondern wird in groben Stufen durch Parallelschalten von Ableitungswiderständen G und in feinen Stufen durch Vergrößerung der an B_g ab-

gegriffenen Gittervorspannung, nötigenfalls mittels Spannungsteilers bewirkt. Die Grenze der Schwingungserzeugung muß auch hier an der Änderung des Anodengleichstromes beim Betätigen des Kurzschließers K erkannt werden; beim Einsetzen der Schwingung steigt der Anodenstrom, wenn in der Nähe des sog. unteren Knicks gearbeitet wird, und das ist zweckmäßig.

Wenn diese Schaltung an denselben Punkten durch ein Dynatron erregt wird, gilt

$$2R = \omega^2 L^2 [N - G] \qquad (13)$$

N und S $(1 - D)$ entsprechen einander. Es sind also die Beziehungen für die Verstärkerröhre in dieser Betriebsart dieselben wie beim Dynatron.[8])

Sowohl die hier kurz beschriebenen, wie die weiteren möglichen Verfahren sind durch Messungen geprüft und bestätigt worden.

Die erste Anregung zu dieser Untersuchung verdanke ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Kiebitz, der schon 1919 behauptet hat, es müsse möglich sein, die Dämpfung eines ungedämpft schwingenden Kreises aus dem Energienachschub zu ermitteln. Die Lösung der Aufgabe bereitete wenig theoretische aber viel praktische Schwierigkeiten; ich danke der Firma Siemens & Halske, daß sie mir Gelegenheit gegeben hat, die Untersuchung durchzuführen.

Zusammenfassung

Meßverfahren lassen sich darauf aufbauen, daß ein negativer Widerstand bei sinusförmiger Erregung einer schwingfähigen Schaltung gleich dem an ihn angeschlossenen Wirkwiderstand ist. Die schwingfähige Schaltung bestehe aus dem zu messenden Gebilde und bekannten Schaltelementen.

Wenn der negative Widerstand durch eine Dreielektrodenröhre in Dynatronschaltung gebildet wird, ist er als $-di/de$ mit Gleichstrominstrumenten meßbar und so ergibt sich die Größe des Wirkwiderstandes.

Wenn der negative Widerstand durch eine Dreielektrodenröhre in Verstärkerschaltung gebildet werden soll, muß der Schwingkreis einen Punkt haben, an dem eine hinreichend um 180^0 gegenüber der Klemmspannung des negativen Widerstands phasenverschobene stromlose Steuerspannung abgegriffen werden kann. Der negative Leitwert $S(b - D)$ ist dann aus Steilheit S, Durchgriff D und einem durch die Schaltung gegebenen Bruch b zu ermitteln.

Der negative Widerstand kann auch durch andere Schaltungen gebildet werden, die sich nicht alle durch Gleichstrominstrumente auswerten lassen; dann sind beispielsweise Substitutionsverfahren bei gleicher oder veränderter Frequenz möglich. Ausführliche Veröffentlichung soll folgen.

[8]) Es ist daher zweckmäßig, auch bei der Verstärkerröhre von Schwingungserzeugung durch negative Ableitung zu spechen.

(Eingegangen 5. Oktober 1929)

Der Frequenzgang des Wirbelstromeinflusses bei Übertragerblechen

Von W. Wolman

Inhalt: Induktionsverteilung nach Betrag und Phase — „wirksame Permeabilität" als Vektor — Scheinwiderstand der Blechkerndrossel.

Wenn ein elektrischer Leiter von Wechselstrom durchflossen wird, so ist sein Widerstand um so größer, je höher die Frequenz ist, weil das magnetische Feld den Strom aus dem Innern des Leiters verdrängt. Wenn ein magnetischer Leiter (z. B. ein Übertragerblech) von einem Wechselfluß durchsetzt ist, so ist sein magnetischer Widerstand (das ist das Reziproke des magnetischen Leitwertes) auch um so höher, je höher die Frequenz ist, weil die Wirbelströme den Fluß aus dem Innern verdrängen. Bei den Frequenzen der Starkstromtechnik ist diese Erscheinung praktisch noch nicht vorhanden, während sich die Wirbelströme in den Verlusten und in der Erwärmung schon bemerkbar machen. Bei Hochfrequenz andererseits ist sie die Ursache der Schwierigkeit der Verwendung von Eisen. In dem dazwischenliegenden weiten Frequenzbereich, der heute fast lückenlos technische Verwendung findet, ist die Erscheinung der Flußverdrängung von maßgebender Bedeutung. Es soll deshalb das Ziel der folgenden Ausführungen sein, die Erscheinung rechnerisch zu erfassen und damit ein Maß für die Bewertung des Eisenbleches bei allen Frequenzen zu erhalten.

Die rechnerische Behandlung kann ganz analog der Stromverdrängung geschehen und knüpft deshalb auch an diese an und zwar an die bekannten Emdeschen Arbeiten.[1])

Bezüglich der Wirbelströme kann ein Übertragerblech mit genügender Annäherung als unbegrenzte Platte angesehen werden, in der Induktion und Wirbelströme in zwei aufeinander senkrechte Richtungen (der y- und z-Achse in Abb. 1) verlaufen. Die Induktions- und Stromverteilung über den Blechquerschnitt ist bestimmt durch die Maxwellschen Gleichungen in der für Wirbelstromvorgänge geeignete Differentialform:

[1]) F. Emde, E.u.M. **26** (1908), S. 702 und 726.

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \mathfrak{B}_y}{\partial x} &= 4\pi i_z, \\ \frac{\partial i_z}{\partial x} &= \frac{\mu}{\varrho} \cdot \frac{\partial \mathfrak{B}_y}{\partial t}. \\ \mu &= \text{Permeabilität}, \\ \varrho &= \text{spez. Widerstand.} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Für den vorliegenden Fall, wo die Veränderlichen $\mathfrak{B}_y$ und i_z Sinusfunktionen der Zeit sind,

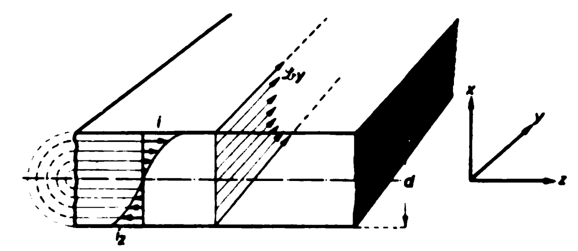


Abb. 1. Induktions- und Wirbelstromverteilung über den Blechquerschnitt

ist die Lösung bekannt. Sie lautet für die Induktionsverteilung als Funktion des Abstandes x von der Blechmitte:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{B}_y &= \mathfrak{H}_y \sqrt{\frac{\mathfrak{Cof}\, 2p + \cos 2p}{\mathfrak{Cof}\, 2p_0 + \cos 2p_0}}, \\ \text{wo} \quad p &= 2\pi x \sqrt{\frac{\mu f}{\varrho}}, \\ p_0 &= \pi d \sqrt{\frac{\mu f}{\varrho}}, \\ f &= \text{Frequenz}, \\ d &= \text{Blechstück.} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Während nun für die Erfassung der Stromverluste nur die Beträge der verschiedenen Größen nötig sind, interessiert bei Betrachtung der Flußverdrängung insbesondere die Phase. Für die Induktionsverteilung ist sie gegeben durch die Beziehung

$$\operatorname{tg} \beta = \mathfrak{Tg}\, p \cdot \operatorname{tg} p. \quad (3)$$

β = Phasenwinkel der Induktion, bezogen auf die der Blechmitte.

In Abb. 2 ist die Induktionsverteilung (nach Gl. 2 und 3) als Ortskurve, d. h. die Induktion als Vektor aufgetragen. Man ersieht daraus, daß die Induktion von der Blechmitte her nicht nur dem Betrage nach erst langsam, dann mehr und schließlich nach einem Exponentialgesetz ansteigt, sondern daß sich auch ihre Phase erst langsam, dann aber stetig verdreht bis zu 360° und mehrmals 360°. Am Blechrande deckt sich die Phase der Induktion mit derjenigen der erzeugenden magnetischen Spannung (AW), an anderen Stellen des Blechquerschnitts dagegen verläuft sie direkt entgegengesetzt. Veranschaulicht wird dies auch in Abb. 3 durch einen Augenblickswert der Induktionsverteilung (entsprechend

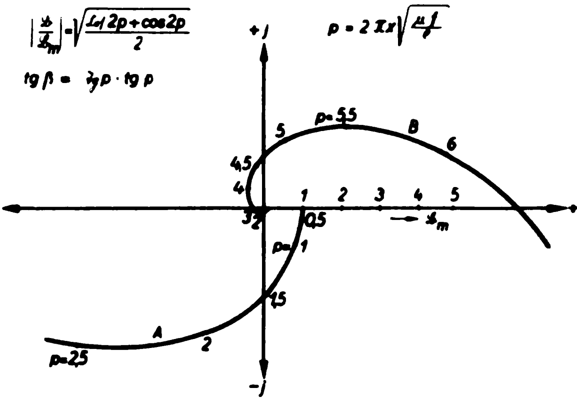


Abb. 2. Induktionsverteilung im Eisenblech nach Betrag und Phase. (Kurve B = Fortsetzung von Kurve A in 40 × verkleinertem Maßstabe)

der Ortskurve Abb. 2). Die Induktionsverteilung nach Abb. 2 hat ganz allgemeine Gültigkeit, weil der Parameter p sämtliche Veränderlichen, sowohl Abstand von der Blechmitte, wie Frequenz und Materialwerte enthält. Für verschiedene Frequenzen z. B. ergibt sich bei Konstanz der äußeren

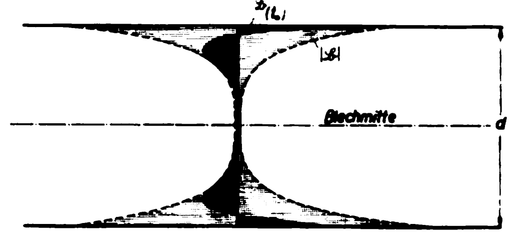


Abb. 3. Augenblickswert der Induktionsverteilung über dem Blechquerschnitt

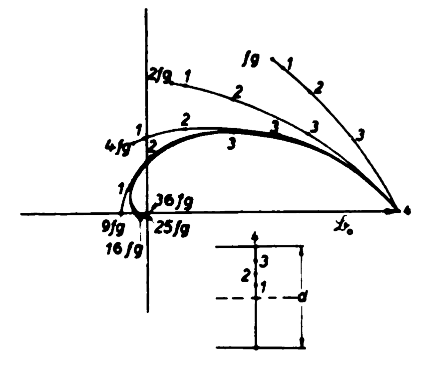


Abb. 4. Induktionsverteilung bei verschiedenen Frequenzen

magnetischen Spannung die Kurvenschar der Abb. 4 für die Induktionsverteilung, wobei, abgesehen vom Meßstab, alle Kurven mit der der Abb. 2 identisch sind.

Die Tatsache, daß die Induktion im Innern eines Bleches jede beliebige Phase gegenüber der von außen aufgedrückten magnetischen Spannung annehmen kann, stößt auf gewisse Schwierigkeiten der Vorstellung. Erklären läßt sie sich vielleicht am leichtesten aus der Analogie der bekannten elektrischen Vorgänge auf einer homogenen Leitung, wo auch Strom und Spannung alle Phasenlagen gegenüber der vorne aufgedrückten Spannung durchlaufen. Tatsächlich läßt sich das Eisenblech sogar streng als magnetischer Kettenleiter bzw. als homogene magnetische Leitung auffassen und berechnen.

Um aber auf die praktische Bedeutung der Flußverdrängung zurückzukommen, so ist die Induktionsverteilung noch nicht das, was nach außen in Erscheinung tritt, sondern erst der Gesamtfluß des Bleches, also das Integral der Induktion über den Blechquerschnitt. Auch der Gesamtfluß hat aber eine Phase gegenüber der erzeugenden Feldstärke und damit auch die wirksame Permeabilität, die sich daraus ableiten läßt:

Diese wirksame Permeabilität ist das praktische Ziel unserer Betrachtung, auch sie kann als Vektor im Sinne der Wechselstromtechnik angesehen werden. Sie ist definiert durch

$$\mu_{\text{eff.}} = \frac{1}{d \cdot \mathfrak{H}_y} \int_{x=-\frac{d}{2}}^{x=+\frac{d}{2}} \mathfrak{B}_y \, dx. \tag{4}$$

Ihr Betrag ist

$$|\mu_{\text{eff.}}| = \mu_0 \frac{1}{\sqrt{2}\, p_0} \sqrt{\frac{\operatorname{Sin}^2 p_0 + \sin^2 p_0}{\operatorname{Sin}^2 p_0 + \cos^2 p_0}}, \tag{5}$$

wo μ_0 die Anfangspermeabilität ohne den Wirbelstromeinfluß bedeutet. Für den Phasenwinkel φ von $\mu_{\text{eff.}}$ gilt

$$\operatorname{tg}\left(\varphi + \frac{\pi}{4}\right) = \frac{\operatorname{Sin} 2p_0}{\sin 2p_0}. \tag{6}$$

Der Ausdruck für die wirksame Permeabilität zeigt wieder die charakteristische Form einer Summe aus Kreis- und Hyperbelfunktionen. Der Parameter p_0 enthält wieder alle Veränderlichen (Frequenz, Blechstärke uud Eisenkonstanten). Abb. 5 zeigt den Verlauf von $\mu_{\text{eff.}}$ nach Betrag und Phase. Wie zu erwarten, nimmt die Permeabilität mit wachsendem p_0, also z. B. wachsender Frequenz immer weiter ab, ihr Phasenwinkel nähert sich dagegen dem Wert 45°.

Betrachten wir nun einmal in p_0 die Frequenz als einzig Veränderliche und tragen über ihr den Betrag von $\mu_{\text{eff.}}$ auf, wie in Abb. 6 in logarithmischem Maßstabe geschehen ist, so sehen wir, daß bei tiefen Frequenzen $\mu_{\text{eff.}}$ konstant und gleich μ_0 ist, während es bei höheren Frequenzen mit $\frac{1}{\sqrt{f}}$ abnimmt. Der Übergang erfolgt ziemlich rasch bei einer Frequenz, die dem Werte $p_0 = 1$ entspricht. Diese Frequenz kann deshalb bezüglich der Wirbelströme als eine Grenzfrequenz

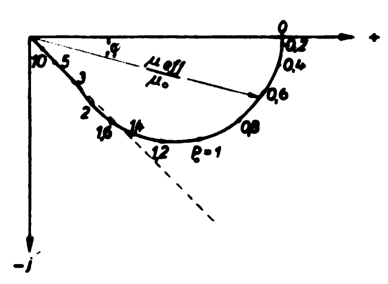


Abb. 5. Wirksame Permeabilität von Übertragerblechen

angesehen werden und sei mit f_g bezeichnet. Ihr Wert ist nach Gl. (2)

$$f_g = \frac{\varrho}{\pi^2 d^2 \mu_0}. \tag{7}$$

Sie ist also eine Konstante der Blechsorte.

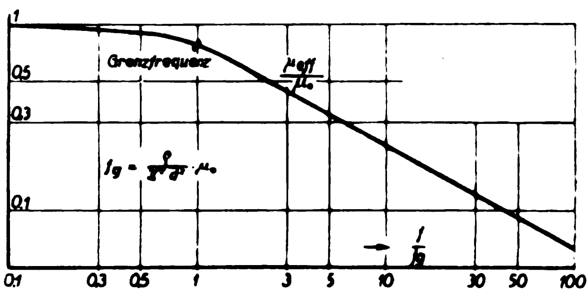


Abb. 6. Frequenzgang der wirksamen Permeabilität

Für normale Bleche, wie sie auch in Übertragern Verwendung finden, liegt die Grenzfrequenz im hörbaren Bereich, z. B. für

$$\begin{aligned} \mu_0 &= 1000, \\ \varrho &= 0{,}1 \cdot 10^6, \\ d &= 0{,}03 \text{ cm}, \\ \hline f_g &= 1000 \text{ Hz}. \end{aligned}$$

Betrachten wir eine Drossel mit einem geschlossenen Blechkern bzw. einen Übertrager, so stellt diese natürlich keine reine Induktivität dar, sondern sie hat allein infolge der Flußverdrängung einen Scheinwiderstandsverlauf nach Abb. 7. Diese Kurve ergibt sich direkt aus der Permeabilitätskurve (Abb 5). Als Parameter ist jedoch nun nicht mehr p_0, sondern die relative Frequenz f/f_g eingeführt. Die Kurve erhält damit ebenfalls ganz allgemeine Gültigkeit für jede Blechkerndrossel.

Der Scheinwiderstand darin ist unterhalb der Grenzfrequenz ein Kreisbogen, d. h. die Drossel

läßt sich durch eine konstante Induktivität mit konstantem Parallelwiderstand ersetzen. Bei höheren Frequenzen ($f > f_g$) nähert sich der Scheinwiderstand der 45°-Linie und nimmt anstatt proportional der Frequenz nur noch mit $\sqrt{f}$ zu. Für die praktische Benutzung brauchen wir deshalb nicht mehr auf die strenge Formel zurückzugreifen, sondern können für den jeweiligen

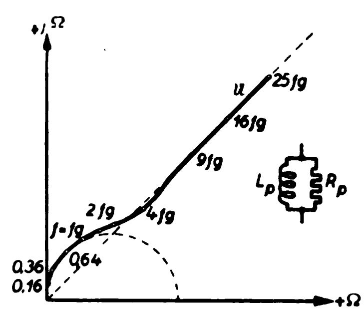


Abb. 7. Berechneter Scheinwiderstand der Blechkerndrossel

Frequenzbereich die entsprechende Näherung benützen. Abb. 8 zeigt Meßwerte, die die errechneten Beziehungen bestätigen. Der zusätzliche Phasenwinkel der Meßkurve von etwa 10° ist auf den Einfluß der Hysterese zurückzuführen, der sich dem Wirbelstromeinfluß überlagert.

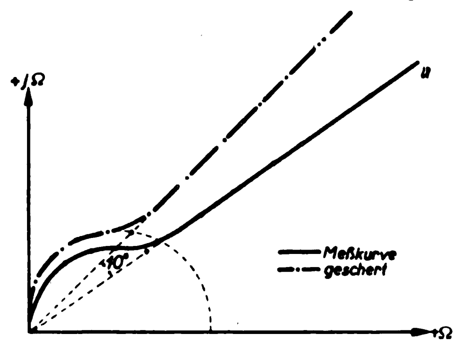


Abb. 8. Gemessene Scheinwiderstandskurve einer Blechkerndrossel

Die Folgerungen, die sich aus dem obigen für die Dimensionierung von Übertragern wie für die Wahl des geeigneten Blechmaterials ergeben, würden hier zu weit führen. Darüber wird demnächst an anderer Stelle berichtet.

Aber auch die Behandlung der Übertrager im allgemeinen wird, so wie wir es eben beim Blechkern gesehen haben, andere Wege einschlagen müssen als beim Starkstromtransformator. Dabei wird die Frequenz als wesentliche Veränderliche in den Vordergrund treten. Eine Anlehnung an den Starkstromtransformator, von dem man sinngemäß anfangs ausging, wirkt heute mehr hemmend als fördernd, denn bei näherer Betrachtung sind die Anforderungen und Betriebsbedingungen derart verschieden, daß kaum mehr als die physikalischen Grundgesetze gemeinsam bleiben.

Zusammenfassung

Die strengen Ausdrücke sowie Kurven der Induktionsverteilung im Übertragerblech und der „wirksamen Permeabilität" werden angegeben.

(Eingegangen am 29. September 1929)

Über Temperaturmessungen in Quecksilberdampfentladungen

Von E. Lübcke

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns, Berlin-Siemensstadt)

Inhalt: Experimentelle Bestätigung der Langmuirschen Sondentheorie für große Sonden. Abhängigkeit der Elektronentemperatur vom Dampfdruck. Benutzung von Thermoelementen zur gleichzeitigen Bestimmung der Raumtemperatur, Elektronentemperatur und Potentialverteilung, Schlüsse auf den Kathoden- und Anodenfall. Pyrometrische Messungen ergeben in Quecksilberdampfentladungen von Raum- und Elektronentemperatur unabhängige Werte.

In der positiven Säule eines Quecksilberdampf-Vakuumlichtbogens haben wir Elektronen, Ionen und Hg-Atome. Elektronen und Ionen bewegen sich unter Einfluß des vorhandenen elektrischen Feldes. Dieser Bewegung ist aber noch eine ungerichtete thermische Bewegung überlagert.

1. Bestimmung der Elektronentemperatur mit großen Sonden

Nach der von Langmuir[1]) entwickelten Sondentheorie soll diese ungeordnete Bewegung eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung besitzen. Diese Verteilung ist von Langmuir und Mott-Smith[2]) auch für den Fall enger Entladungsröhren und kleinerer Sonden bestätigt worden. Halten wir das Sondenpotential durch eine eingeschaltete äußere elektromotorische Kraft auf einem konstanten, genügend hohen, negativen Wert, so daß wir ein verzögerndes Sondenfeld für die Elektronen hervorrufen, so können nur die Elektronen zur Sonde gelangen, deren Eigengeschwindigkeit dieses Gegenfeld überwinden kann. Der Sondenstrom i ergibt sich dann zu

$$i = J \cdot F \cdot \varepsilon^{\frac{eV}{kT}},$$

wo F die Oberfläche der Sonde, J die Stromdichte der Elektronen im Gas, e die Ladung eines Elektrons, V das Sondenpotential gegen die Umgebung, k die Boltzmannsche Konstante und T die der mittleren Elektronengeschwindigkeit entsprechende

---

[1]) J. Langmuir, General Electric Rev. **26** (1923), 731.

[2]) J. Langmuir u. H. Mott-Smith, Gen. Electr. Rev. **27** (1924), 449, 538, 616, 762, 810.

Temperatur ist. Aus dieser Gleichung können wir die Temperatur der Elektronen in der positiven Säule bestimmen.

Zu diesem Zwecke müssen wir die bekannte Sondencharakteristik (Abb. 1) aufnehmen. Wir er-

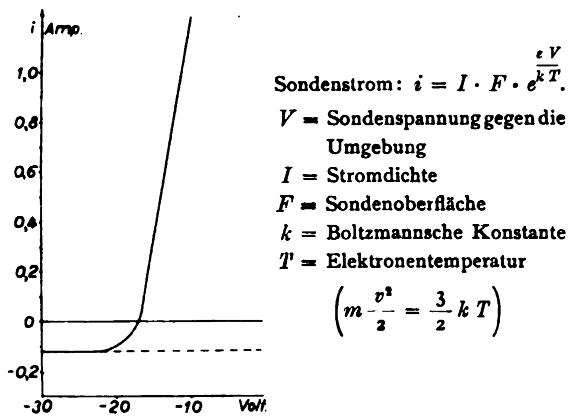


Abb. 1. Sondenstrom nach Langmuir

halten für stark negatives Potential gegen den Raum (im unteren Teil der Charakteristik) nur Ionenströme, für schwach negatives Potential (mittlerer Teil der Charakteristik) gelangen zur Sonde Ionen und Elektronen, für positives Potential (oberer Teil der Charakteristik) gelangen zur Sonde nur Elektronen.

Uns interessiert der mittlere Teil der Charakteristik. Der Ionenstrom läßt sich durch Extrapolation auf graphischem Wege oder auch durch genauere Berechnung eliminieren. Trägt man jetzt den nat. Log. des Sondenelektronenstromes gegen das Sondenpotential auf, dann ergibt sich eine Gerade, vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen eine Maxwellsche ist. Nur dann hat Gl. 1 Geltung.

Mittels dieser Sondenmethode[3]) wurde innerhalb eines Entladungsrohres von Abmessungen, wie ich sie für die Hg-Dampfverstärkerröhre[4]) benutzt hatte, die Potentialverteilung gemessen. Ferner wurde unter den für die Hg-Dampfverstärkerröhre in Frage kommenden Betriebsverhältnissen die Temperatur der Elektronen und der positiven Säule selbst gemessen.

Der Bau der Röhre ist aus der dortigen Abb. 4 ersichtlich. Der Durchmesser beträgt 12 cm, die Länge etwa 50 cm, die Länge des sogenannten Steuereinsatzes 10 cm. Dieser Steuereinsatz wurde als Sonde benutzt. Abb. 2 zeigt die Sondenströme in einer Hg-Bogenentladung von 5 und 7,5 A. Die zugehörigen Elektronentemperaturen betragen 18500 und 16000° K. Diese Temperaturen unterscheiden sich, wie ersichtlich, für die einzelnen Bogenstromstärken nur wenig und sind die Differenzen wohl auf Änderungen des Hg-Dampfdruckes und der Dampfdichten zurückzuführen.

Dieselbe Messung ist auch in Edelgasen durchgeführt. Ersetzt man den Hg-Lichtbogen durch einen Glimmbogen mit Glühkathode in Argon von 0,02 mm Hg-Druck, dann ergeben sich, unabhängig von der Bogenstromstärke (3, 4, 5 Amp.), Elektronentemperaturen von 20400° K. Sie sind von derselben Größenordnung wie bei Hg-Dampf. Da die Sonde zweiteilig ist, erlaubt sie ohne weiteres eine Trennung der Ionen- und Elektronenströme.

Die Ionenstromdichte ist in

Hg bei $J_B = 5$ Amp. $= j_+ =$ 0,1 mA/qcm

Ar „ $J_B = 5$ „ $= j_+ =$ 0,5 „

Die Elektronenstromdichte ist in

Hg bei $J_B = 5$ Amp. $= j_- =$ 30 mA/qcm

Ar „ $J_B = 5$ „ $= j_- =$ 10 „

Das Verhältnis beider Stromdichten erreicht also in Hg $j_- : j_+ = 300$, in Argon $j_- : j_+ = 20$.

Diese Werte sind nach der Theorie ohne weiteres verständlich.

Mit derselben Anordnung sind für Hg-Entladungen die Elektronentemperaturen für verschiedenen Hg-Dampfdruck bestimmt worden. Nachstehende Tabelle gibt eine Zusammenstellung der Temperaturen t^0 C des Kühlmittels, der daraus nach der Knudsenschen Formel berechneten Hg-Dampfdrucke in Hg mm und der Elektronentemperatur in ^0K.

t °C	Hg mm	T °K
28,2	$260 \cdot 10^{-5}$	8500
0,0	$20{,}7 \cdot 10^{-5}$	27700
− 6,5	$11{,}5 \cdot 10^{-5}$	34200
− 10,0	$8 \cdot 10^{-5}$	40200

Abb. 2. Sondenstrom im Verstärkerrohr

[3]) Weitere Einzelheiten sind sehr gut und übersichtlich auch bei R. Bär, Handb. d. Physik **14** (Berlin 1927), 284, zusammengestellt.

[4]) E. Lübcke, Zeitschr. f. techn. Phys. **8** (1927), 448.



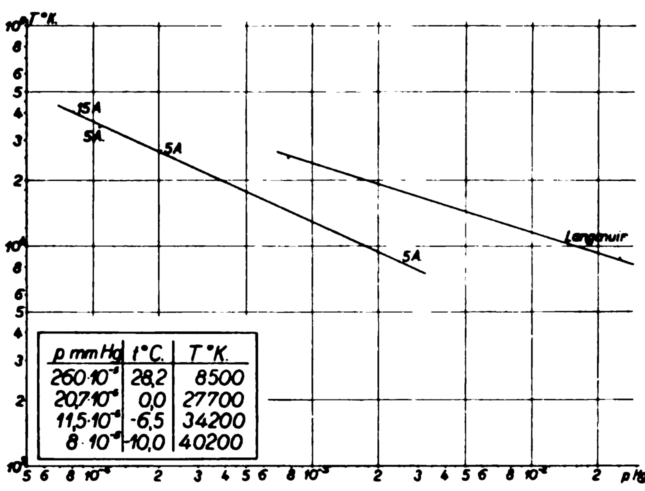
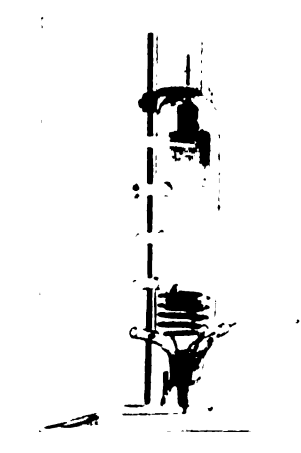


Abb. 3. Elektronentemperatur bei verschiedenem Hg-Dampfdruck

Die ersten drei Werte sind bei dem Bogenstrom $J_B = 5$ Amp., der letzte Wert bei $J_B = 15$ Amp. gewonnen. Die Elektronentemperatur nimmt mit zunehmendem Dampfdruck ab in der Gesetzmäßigkeit

$$T^0 K = C \cdot e^{-c \cdot \log t},$$

wo c und C Konstanten sind (Abb. 3). Diese Konstanten stimmen mit den von Langmuir gemessenen Werten nicht überein. Sie sind dort größer, was durch die Verschiedenheit in den Dampfdichten, bedingt durch die verschiedene Konstruktion der


Abb. 4. Ansicht der Temperaturmeßröhre

Versuchsröhren, erklärt werden kann. Die Messungen zeigen überdies, daß der von J. v. Issendorf[5]) rechnerisch geführte Beweis, daß die axiale Ausdehnung der Sonde auf die Meßgenauigkeit ohne Einfluß ist, selbst bis zur Sondenlänge von 10 cm oder $^1/_5$ der Länge der Entladungsbahn gültig bleibt.

[5]) J. v. Issendorf, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern **4** (1925), 154.

2. Benutzung kleiner Sonden zur thermischen und elektrischen Ausmessung

Um gleichzeitig die Temperaturverhältnisse in der positiven Säule eines Hg-Vakuumbogens zu bestimmen, wurden in ein Rohr an 5 Stellen Thermoelemente eingeschmolzen, bzw. solche in dünnwandigen Kapillaren in dem Entladungsraum verschiebbar angeordnet. Abb. 4 zeigt die äußere Ansicht des Versuchsrohres. In der Abb. 5 sind die Maße für die Röhre selbst und die Punkte, an denen die Sonden in die Entladungsbahn eingeführt sind, eingetragen. Die ungeschützten Thermoelemente konnten gleichzeitig als Sonden benutzt und so zur Bestimmung der Elektronentemperatur und der Potentialverteilung im Rohr herangezogen werden.

a) Messung der Gastemperatur mit Thermoelementen

Zur Feststellung von Meßfehlern wurden Thermoelemente mit verschiedenen Querschnitten (0,5, 0,1, 0,05 mm Ø) verwendet. Die Elemente waren stets aus gleichem Material (Chromeisen—Kupfermanteldraht) hergestellt. Die Elemente wurden vor und nach den Messungen in Atmosphäre bzw. Hg-Dampf geeicht. Die EMK. im Hg-Dampf lag immer etwas

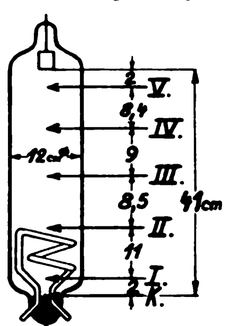


Abb. 5. Maßskizze der Meßröhre

niedriger als in Luft, weil in ersterem Falle sich metallische Nebenschlüsse einstellen. Die auf Hg-Dampf bezogenen Werte der ungeschützten Thermoelemente liegen bei den Messungen im Rohr im allgemeinen tiefer als die in der Glaskapillare gemessenen Werte. Da die eingeschmolzenen Thermoelemente im Entladungsraum etwa 1 cm nahezu parallel verlaufen, ist ein weiterer Nebenschluß in dem stark ionisierten Hg-Dampf möglich. Dadurch wird eine zu niedrige Temperatur vorgetäuscht. Wie Abb. 6 zeigt, sind die Unterschiede nicht sehr erheblich, so daß man in Übereinstimmung mit R. Seeliger und H. Straehler[6]), welche Temperaturmessungen ähnlicher Art

[6]) R. Seeliger u. H. Straehler, Physikal. Zeitschr. **28** (1927), 894.

in Gasen und Edelgasen durchführten und dort für geschützte Thermoelemente stets niedrigere Temperaturen als für freie fanden, wohl auch für Metalldampf die Messungen mit einem geschützten Thermoelement als einigermaßen zuverlässig ansehen

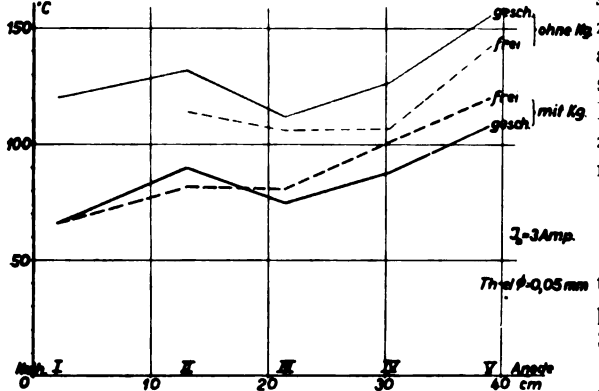


Abb. 6. Raumtemperaturen bei freien und geschützten Thermoelementen mit und ohne Kühlung

kann. Die Abweichungen der freien Thermoelemente von 0,1 und 0,5 mm Ø liegen innerhalb der eben gezeigten Abweichungen für das Thermoelement mit 0,05 mm Ø.

Daß Messungen an der Außenwand über die Temperatur im Innern der Entladungsröhren nicht immer richtige Aufschlüsse geben, zeigt Abb. 7. Es sind die Temperaturen quer zur Entladungsbahn angegeben. Das Thermoelement 1 ließ sich leider nicht verschieben; deshalb ist nur ein Punkt angegeben. Zur besseren Übersicht sind nur die Messungen $J_B = 9$ Amp. wiedergegeben. Der Verlauf bei andern Stromstärken ist ähnlich. Ohne Kühlung liegt das Maximum des Th.-El. 3 immer

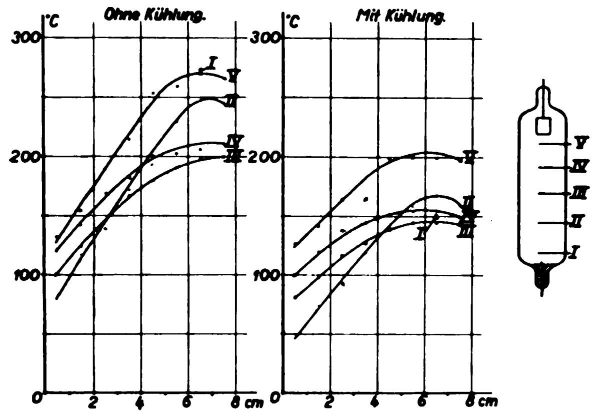


Abb. 7. Raumtemperaturverlauf quer zur Entladungsbahn

am tiefsten. Punkt 1 rückt von der zweittiefsten Stelle bei 3 Amp. allmählich zur heißesten Stelle bei 9 Amp. und mehr hinauf. Die übrige Reihenfolge von Th.-El. 4, 2, 5 bleibt erhalten. Mit Kühlung sind Th.-El. 1 und 3 an den kältesten Stellen, während Th.-El. 2 und 5 in dieser Reihenfolge die höchsten Temperaturen zeigen. Man sieht also hier ein Überschneiden von Th.-El. 2 über 3 und 4 im Innern der Entladungsröhre, während am Rande die Temperaturen mit den Th.-El.Nummern ansteigen. Längs der Entladungsbahn erhält man zunächst ohne Kühlung immer höhere Temperatur als mit Kühlung. Ebenso steigen die Temperaturen stets mit der Stromstärke des Bogens an (Abb. 8). In der Raumtemperatur sind die Unterschiede zwischen den Messungen mit und ohne Kühlung nicht sehr erheblich.

b) Messung der Elektronentemperatur

Sehr groß sind sie dagegen für die Elektronentemperatur, die gleichzeitig mit der Raumtemperatur unter Verwendung des Thermoelementes als Sonde gemessen wurden (Abb. 9).

In der Nähe der Sonde 1 ist immer die Elektronentemperatur am geringsten, oberhalb des

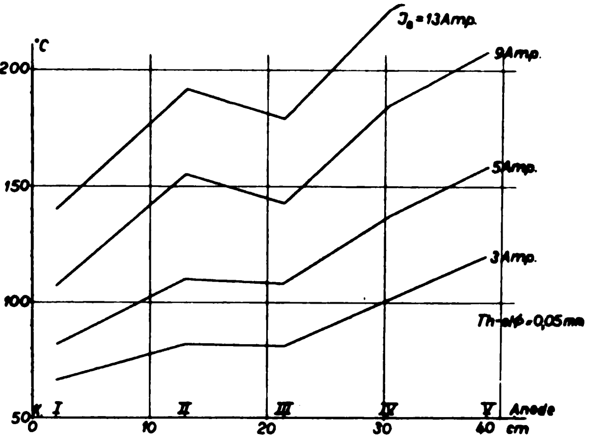


Abb. 8. Raumtemperatursteigerung mit dem Bogenstrom

Kühleinsatzes bei S. 2 ist die Elektronentemperatur stark gestiegen, senkt sich etwas nach S. 3 und verläuft dann annähernd in gleicher Höhe. Je kleiner der Bogenstrom, desto größer ist diese „Wärmebewegung" der Elektronen und desto höher ihre Temperatur. Die Unterschiede an sich sind jedoch gering und vielleicht nur durch kleine lokale Veränderungen der Hg-Dampfdrucke zu deuten.

Mit Kühlung liegen die Elektronentemperaturen dreimal so hoch wie ohne Kühlung. In letzterem Falle lassen sich auch immer Elektronen mit zwei verschiedenen Geschwindigkeiten nachweisen.[7]) Für kleine Ströme überwiegt in allen Punkten die Zahl der Elektronen höherer Temperatur. Bei höheren Stromstärken treten die niederen Temperaturen mehr hervor (insbesondere bei S. 1, hier betragen die Temperaturen etwa 22000 und 7000° K, während

[7]) J. Langmuir, Phys. Rev. **26** (1925), 585. Für Glimmentladungen vgl. K. G. Emeléus u. N. L. Harris, Phil. Mag. **4** (1927), 49.

für die übrigen Sonden z. B. Temperaturen von $33000^0 K$ und $22000^0 K$ in Frage kommen). Man kann so an jeder Stelle der Entladung genau feststellen, welche Elektronentemperatur und damit auch Elektronenenergie für die Anregung von Leuchterscheinungen zur Verfügung steht.

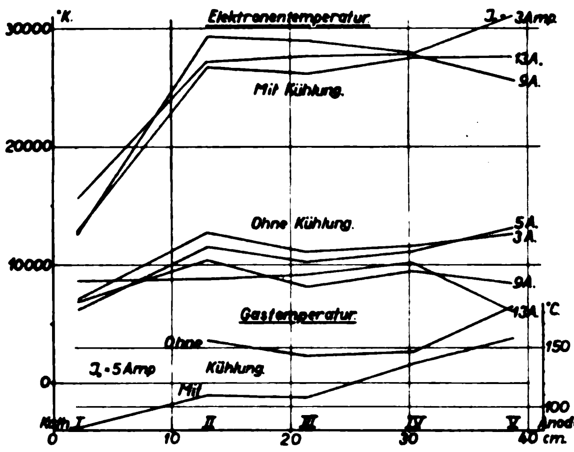


Abb. 9. Elektronentemperatur längs der Entladungsbahn

Hierzu kann ich auf die spektrale Verteilung der Energie mit und ohne Kühlung hinweisen.[8]) Abb. 10 zeigt das Charakteristische dieser Beziehungen, nämlich eine Vermehrung der Linien bei Kühlung.

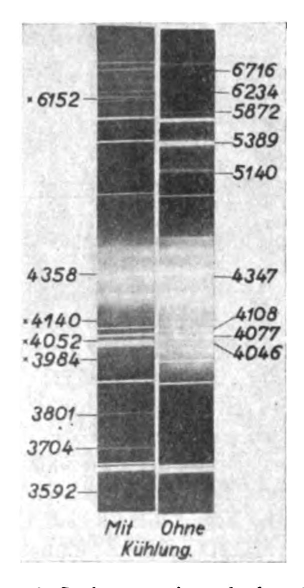


Abb. 10. Hg-Spektrum mit und ohne Kühlung

Hier haben wir höhere Elektronentemperaturen und damit auch wesentlich vermehrte Anregungsbedingungen (z. B. treten bei Kühlung neue Linien auf, $\lambda = 444$ mμ, $\lambda = 395$ mμ). Einzelheiten können in diesem Zusammenhang nicht erwähnt werden und sollen noch gesondert zur Behandlung kommen.

c) Messung des Potentialverlaufes

Mit den Thermoelementen als Sonden ist natürlich auch das Raumpotential festgelegt worden. Abb. 11 zeigt den Potentialverlauf im Hg-Dampfbogen bei verschiedenen Bogenstromstärken und mit und ohne Kühlung. In beiden Fällen könnte man aus dem Potential der Sonde 1 gegen die Kathode schließen, daß der Kathodenfall in Größenordnung von 5 bis 6 Volt liegt. Man nahm ihn bisher im allgemeinen höher an[9]), und zwar gleich der Ionisierungsspannung. Die vorliegenden Messungen erlauben noch keine endgültige Entscheidung. Der Anschluß an Messungen von anderer

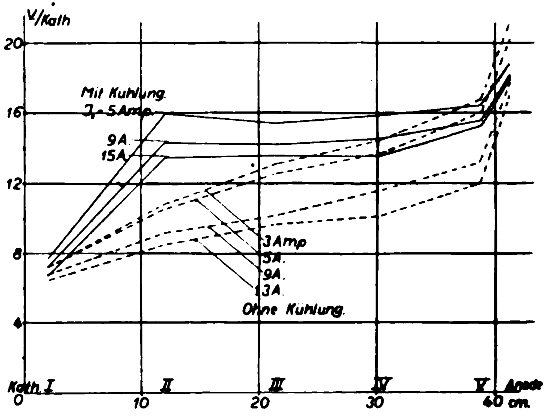


Abb. 11. Potentialverlauf im Hg-Bogen

Seite ist nur durch Annahme eines negativen Potentialgefälles zwischen dem Kathodenfallgebiet und der Sonde 1 zu gewinnen. Die Messungen werden fortgesetzt. Der Anodenfall zeigt ein verschiedenes Verhalten. Mit Kühlung ist er gering und liegt zwischen 2 und 3 Volt. Ohne Kühlung ist er höher und liegt bei 5 und 6 Volt. Derartige Werte sind wahrscheinlich[10]) und unter Berücksichtigung des Hg-Dampfdruckes ohne weiteres genau meßbar.

3. Pyrometrische Messungen

Neuerdings ist angegeben, daß man mit Hilfe von Pyrometern die Temperatur des Kathodenflecks genau messen könnte. Nach derartigen Messungen ist eine Temperatur von 2087 ± 25^0 C festgestellt.[11])

[8]) E. Lübcke, Zeitschr. f. techn. Phys. **8** (1927), 450; Takeo Hori, Zeitschr. f. Phys. **49** (1928), 259.

[9]) Vgl. A. Hagenbach, Handb. d. Phys. **14** (Berlin 1927), 348. Für den Hinweis der neueren Arbeiten von W. B. Nottingham, Journ. Frankl. Inst. **205** (1928), 43 und Th. J. Killian, Phys. Rev. **31** (1928), 1122 und Phys. Rev. **33** (1929), 632 bin ich Herrn Prof. R. Seeliger-Greifswald dankbar. Die dortigen Ergebnisse sind mit meinen Beobachtungen nur unter der oben angegebenen Annahme vereinbar. Die Berechtigung zu dieser Annahme wird noch experimentell geprüft.

[10]) Vgl. A. Hagenbach, Handb. d. Phys. **14** (Berlin 1927), 350.

[11]) Brown-Boveri-Mitteilungen, 16. Jahrg. (1929), 61.

Diese Messung könnte nur richtig sein, wenn der Kathodenfleck ein Temperaturstrahler wäre und als schwarzer oder grauer Körper betrachtet werden könnte. In diesem Falle würde der Fleck ein kontinuierliches Spektrum ergeben. Die folgende Tab. 1 pyrometrischer Messungen an verschiedenen Stellen der Entladungsbahn, nämlich an den Punkten, wo gleichzeitig mit der Sonde Temperaturmessungen gemacht wurden, zeigt deutlich, daß Temperaturen in °C gleicher Größenordnung längs der ganzen Entladungsbahn bestehen, daß der Kathodenfleck nicht bevorzugt ist.

In derselben Röhre wurden die Hg-Dampftemperaturen mit Hilfe von eingeschmolzenen Thermoelementen gemessen; die Thermoelemente waren einmal dem Hg-Dampf frei ausgesetzt, das andere Mal durch eine Glaskapillare geschützt. Messungen mit letzteren geben zwar höhere, aber wahrscheinlich die richtigsten Werte. Der Temperaturverlauf quer und längs zur Entladungsbahn läßt die Umgebung von Anode und Kathode als Punkte hoher Temperatur hervortreten. Hier sind bei 13 Amp. Bogenstrom Temperaturen bis 450° C gemessen.

Tabelle 1

Ort	Kathode	Sonde 1	Sonde 2	Sonde 3	Sonde 4	Sonde 5
Filter, ohne	660°	850	1020	980	1000	970
Filter, rot (617 mμ) . . .	620°	770?	745	730	720	715
Filter, grün (510 mμ) .	1000°	895	1040	1035	1020	1020
Filter, blau (435 mμ) . . .	1205°	1250	1405	1410	1385	1400
Gastemperatur	—	100	117	108	121	147

Wie weit diese pyrometrisch erfaßbare Strahlung ihren Temperaturwert mit der Stromstärke und Visierungsrichtung ändert, zeigt folgende Tab. 2. Es sind in dieser Tabelle pyrometrisch bestimmte Kathodenflecktemperaturen in °C bei verschiedenen Bogenströmen und Visierrichtungen bei etwa 20 und 45° gegen die Horizontale eingetragen.

Die Elektronentemperaturen liegen zwischen 7000 und 45000° K und sind auf mehrere Elektronengruppen verteilt. Der Kathodenfall kann von der Größenordnung 5—6 Volt sein; der Anodenfall liegt abhängig vom Hg-Dampfdruck zwischen 2 und 6 Volt.

Gleichzeitige spektrographische Messungen zeigen den Einfluß von Elektronen verschiedener Geschwindigkeiten hinsichtlich der Verteilung der spektralen Energie.

Tabelle 2

Bogenstrom	3 Amp.		5 Amp.		10 Amp.		15 Amp.		20 Amp.	
Beobachtungsrichtung	20°	45°	20°	45°	20°	45°	20°	45°	20°	45°
Filter, ohne	915	1080	990	1110	1000	1325	1135	1450	—	1450
Filter, rot (617 mμ)	720	770	760	790	795	840	865	850	780	920
Filter, grün (510 mμ) techn. Filter	985	1150	1040	1175	1110	1305	1230	1390	1290	1325
Filter, blau (435 mμ)	1230	1395	1270	1380	1360	1450	1440	1730	1460	1810

Man sieht, daß die vorher genannte Temperatur[11]) von 2000° C auch ungefähr erreicht ist, aber sie ist sicher nicht die wahre Temperatur des Kathodenfleckes. Sie entspricht nur dem lebhaften Leuchten des Dampfes bei elektrischer Entladung. Genaue Messungen über die Temperatur des Kathodenfleckes liegen noch nicht vor. Vermutlich ist sie aber von der Größenordnung der höchsten gemessenen Gastemperatur von etwa 500° C.

Zusammenfassung

In Entladungsröhren von 12 cm Weite und 50 cm Länge wurden mit einer Zylindersonde von 10 cm Höhe und 10 cm Durchmesser nach der Sondenmethode von Langmuir die Elektronentemperatur in Hg-Dampf in Abhängigkeit vom Dampfdruck gemessen. Die Logarithmen von Elektronentemperatur und Dampfdruck stehen in linearem Zusammenhang.

Alle drei Meßmethoden erlauben einen Einblick in die Vorgänge beim Hg-Dampfbogen. Pyrometrische Messungen können über Gas- oder Elektronentemperaturen nichts aussagen, ebenso nichts über die Temperatur des Kathodenfleckes. Letztere liegt wahrscheinlich in der Höhe der Gastemperatur.

(Eingegangen am 12. Oktober 1929)



2. Abteilung: **Schwingungen** (Nachtrag)

Über die Schwingungen eines Oszillators im Strahlungsfelde

Von N. v. Korshenewsky, Berlin

Inhalt: Berechnung der Schwingungsverteilung (z. B. Strom- und Spannungskurve) von Linear-Oszillatoren für den Fall, daß die Oszillatoren gleichmäßig auf ihre Gesamtlänge durch ein Strahlungsfeld erregt werden.

Wir betrachten einen linearen Oszillator, z. B. eine an den Enden festgeklemmte Saite oder eine Linearantenne, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung einer sie erregenden ebenen Welle orientiert ist.

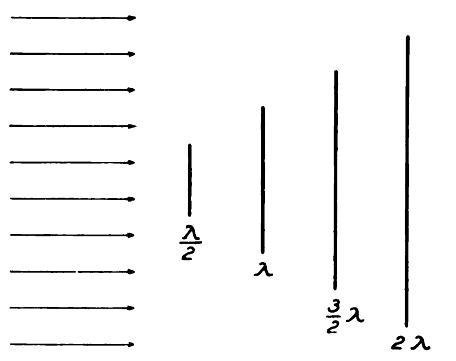


Abb. 1. Lineare Oszillatoren verschiedener Länge senkrecht zum Strahlungsfelde

Auf der Abb. 1 sind vier Oszillatoren dargestellt, die von dem von links kommenden, durch Pfeile angedeuteten Strahlungsfelde erregt werden sollen. Die Länge dieser Oszillatoren ist so gewählt, daß sie in Resonanz mit der sie erregenden Frequenz sind. Der erste Oszillator ist dementsprechend auf die Grundwelle abgestimmt, d. h. seine Länge beträgt $\lambda/2$, die des zweiten λ, des dritten $3/2\ \lambda$ und des vierten $2\ \lambda$.

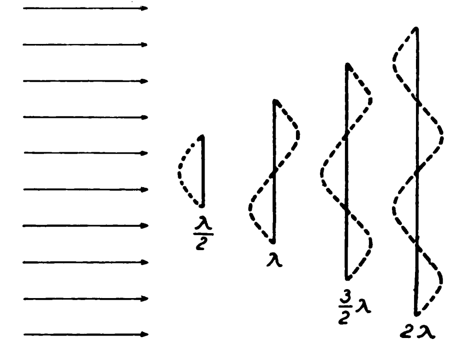


Abb. 2. Die Eigenschwingungen von linearen Oszillatoren

Wir wollen im folgenden annehmen, daß es sich um Antennen handelt, die von einer ankommenden elektromagnetischen Welle gleichmäßig auf ihrer Länge erregt werden, also um Empfangsantennen, die frei im Raum angeordnet sind. Es sollen die Kurven der Stromverteilung und der Spannungsverteilung auf diesen Antennen untersucht werden, zunächst für den dargestellten Fall, in dem die Länge der Antenne in einem harmonischen Verhältnis zur Wellenlänge steht, und dann für den Fall der verstimmten Antenne.

Wir gehen von der Stromverteilung aus und betrachten die Abb. 2. Die gestrichelte Kurve stellt die Stromverteilung der ungedämpften Eigenschwingungen der Antenne dar. Dies ist das bekannte Bild der Stromverteilung der in ihrer Grundschwingung bzw. in Oberschwingungen erregten Antenne. Diese Kurven werden abgeleitet unter der Voraussetzung, daß die Antenne entweder durch Stoß zu Eigenschwingungen angeregt ist oder daß an einer bestimmten Stelle von einem Generator dauernd Energie zugeführt wird.

Was die Vorgänge beim Empfang in der drahtlosen Telegraphie anbelangt, so ist für diesen Fall die Frage der Strom- und Spannungsverteilung längs der Antenne bisher nicht behandelt worden, und in der Literatur findet man höchstens den Hinweis, daß durch das ankommende Strahlungsfeld der Oszillator in Eigenschwingungen versetzt und der Energieverbrauch durch den Wirkwiderstand durch die vom Strahlungsfelde zugeführte Energie gedeckt wird. Von dieser Vorstellung ausgehend, wäre gegen die Darstellung der Stromverteilung nach Abb. 2 für den Fall, daß die Erregung durch die ankommende Welle — wie gezeichnet — erfolgt, nichts einzuwenden. Stellt man sich die Frage, wie die Stromverteilung auf einer Antenne aussehen würde, die etwas größer als die $\lambda/2$ Antenne sei, dann dürfte man zunächst annehmen, daß die Kurvenform nahezu dieselbe bleibt, nur mit geringerer Amplitude, weil eben keine Resonanz ist. Zu einer Antenne, deren Größe zwischen $\lambda/2$ und λ liegt, kommen wir aber nicht nur auf dem Wege der Vergrößerung der $\lambda/2$ Antenne, sondern ebenfalls, indem wir die λ Antenne verkleinern, und da taucht nun die Frage auf, warum denn die Stromverteilung nicht so aussehen soll, wie sie auf der λ-Antenne angegeben ist, nur mit geringerer Amplitude? Es entsteht somit eine begriffliche Schwierigkeit, die Stromverteilung auf einer Antenne anzugeben, die zwischen $\lambda/2$ und λ liegt. Wird die Form der Kurve der $\lambda/2$ Antenne entsprechen oder wird sie der λ Antenne entsprechen? Ja, wenn die dargestellten Kurven der $\lambda/2$ und der λ Antenne richtig sind, dann müßte bei kontinuierlicher Veränderung der Länge der Antenne an einer Stelle eine sprunghafte Änderung der Stromverteilung eintreten, indem plötzlich die obere Hälfte der Antenne mit entgegengesetzter

Amplitude schwingt wie die untere Hälfte. Dies ist aber sicherlich nicht anzunehmen, und diese gedankliche Schwierigkeit war die Veranlassung, das Problem zu behandeln: Wie sieht die Stromverteilung bzw. Spannungsverteilung auf einem linearen Oszillator aus, der von einem Strahlungsfelde gleichmäßig auf seiner ganzen Länge erregt wird?

Der gemachte mathematische Ansatz besteht aus den bekannten Beziehungen für die Fortpflanzung einer Welle längs eines Drahtes mit der zusätzlichen Bedingung, daß pro Längeneinheit eine periodische Kraft, nämlich die vom Felde induzierte Spannung vorhanden ist. Als Grenzbedingung nehmen wir — abweichend von der üblichen Behandlung der Fortpflanzung von Wechselströmen längs Leitungen — entsprechend der Natur der gestellten Aufgabe die Bedingung, daß der Strom an beiden Enden Null sein muß. Wir übergehen die Rechnungen und betrachten das Resultat, das in der folgenden Formel angegeben ist:

$$J = C \cdot \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l} - (e^{\beta (l-x)} - e^{-\beta (l-x)}) - (e^{\beta x} - e^{-\beta x})}{e^{\beta l} - e^{-\beta l}} . \quad (1)$$

Diese Formel ist ohne Vernachlässigung der Dämpfung abgeleitet worden und gibt den Strom I an. l ist die Länge des Oszillators, β ist die Fortpflanzungskonstante, x die laufende Koordinate, der Faktor C hängt von der Intensität des erregenden Feldes und der Impedanz der Antenne ab. Diese Formel (1) ist deshalb angegeben, weil sie bereits ein interessantes Resultat ergibt. Der Ausdruck ist nämlich symmetrisch in bezug auf die Antennenenden, setzt man für x $l - x$ ein, so erhält man nur eine Vertauschung der beiden letzten Klammerausdrücke. Dieses besagt, das ganz unabhängig von der Länge der Antenne, denn in der Ableitung der Formel ist keine Beschränkung enthalten, also unabhängig davon, ob abgestimmt oder verstimmt, in jedem Falle die Stromverteilung in gleichen Abständen von jedem Ende dieselbe sein muß.

Betrachtet man nun die Abb. 2, so sieht man daraus, daß die Darstellung der Stromverteilung, wie sie für die λ Antenne und für die 2λ Antenne eingezeichnet ist, falsch sein muß. Eine derartige Stromverteilung ist nicht möglich. Möglich an sich wäre die Stromverteilung der $\lambda/2$ und der $3/2\,\lambda$-Antennen, da diese symmetrisch zur Antennenmitte sind.

Wie werden nun tatsächlich die Stromverteilungen auf den Antennen verschiedener Länge aussehen?

Um ein Bild darüber zu gewinnen, vereinfachen wir die Formel (1), indem wir in der Fortpflanzungskonstante $\beta = a + j\,b$: die aus der Dämpfungskonstante a und der Winkelgeschwindigkeit b besteht, die Dämpfung vernachlässigen. Für die Winkelgeschwindigkeit führen wir in an sich bekannter Weise den Ausdruck

$$b = \frac{2\pi}{\lambda}$$

ein und die Länge der Antenne l drücken wir in Wellenlängen aus, so daß also

$$l = n\lambda$$

ist, wo n ein ganzzahliger Faktor oder ein Bruch sein kann. Dann ergibt sich

$$I = C \frac{\sin 2\pi n - \sin\left(2\pi n - \frac{2\pi x}{\lambda}\right) - \sin\frac{2\pi x}{\lambda}}{\sin 2\pi n} . \quad (2)$$

Zeichnet man nun die Stromkurven, wie man sie aus der Gleichung (2) erhält, und zwar zunächst wiederum für die vier betrachteten Antennenlängen, so bekommt man die Stromverteilung gemäß Abb. 3. So sieht die Stromverteilung auf

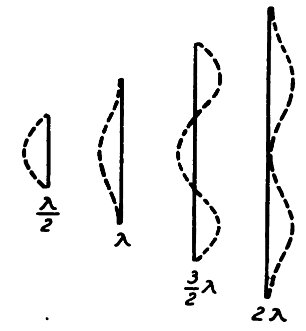


Abb. 3. Die Kurven der Stromverteilung von Linear-Antennen, die auf ihrer Gesamtlänge gleichmäßig erregt sind

den Antennen aus und nicht so, wie das in Abb. 2 dargestellt war. Unverändert ist die Schwingung auf den Antennen $\lambda/2$ und $3/2\,\lambda$ geblieben. Wesensverschieden ist sie auf der λ- und 2λ Antenne. Die Verteilung ist symmetrisch in bezug auf die Mitte und das Überraschende ist besonders, daß bei der λ-Antenne in der Mitte nicht der Stromknoten, sondern der Strombauch ist. Die dargestellten Kurven geben die relative Stromverteilung in bezug auf die verschiedenen Stellen jeder einzelnen Antenne an, nicht aber das Verhältnis der Intensitäten der einzelnen Antennen untereinander, da die Maßstäbe für die einzelnen Antennen verschieden sind. Berechnet man die Stromverteilung auch für Antennen, deren Längen zwischen den soeben betrachteten liegen, so erhält man Stromverteilungskurven gemäß Abb. 4 für die verschiedenen angegebenen Antennenlängen. Aus diesen Kurven sieht man, daß kein sprunghafter Übergang von einer Stromverteilungsform in die andere erfolgt, sondern mit Vergrößerung der Antenne eine ganz kontinuierliche

Änderung der Stromverteilung verbunden ist. Man sieht gewissermaßen, wie sich die Stromkurven von links nach rechts — bildlich ausgedrückt — hindurchdrücken. Physikalisch von besonderem Interesse ist, daß es bei diesen

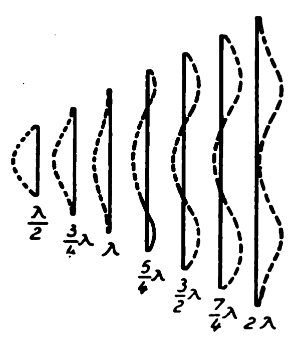


Abb. 4. Kurven der Stromverteilung mehrerer gleichmäßig erregter und gegen die ankommenden Wellen verstimmter Antennen

stehenden Schwingungen Knoten gibt, deren Entfernung nicht gleich $\lambda/2$ ist, der Abstand der Knoten variiert vielmehr zwischen Null und λ, wie dies z. B. aus der Betrachtung der $5/4\,\lambda$ Antenne ersichtlich ist. Der größte Abstand ist bei der λ-Antenne bzw. 2λ Antenne, wo die beiden Knoten um eine Wellenlänge auseinanderliegen. Das andere wesentliche Neue ist, wie bereits

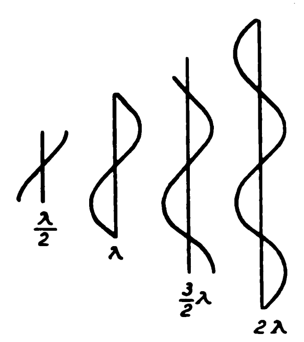


Abb. 5. Die Kurven der Spannungsverteilung von Linear-Antennen, die auf ihrer Gasamtlänge gleichmäßig erregt sind

hervorgehoben, daß man in einigen Fällen an Stelle von Stromknoten, die bei Stoßerregung oder Generatorerregung auftreten würden, Strombäuche erhält, so in der Mitte der λ Antenne und in der Entfernung einer halben Wellenlänge von dem Ende bei der 2λ-Antenne.

Wie wird die Spannungsverteilung aussehen? Die Berechnung ergibt folgende Formeln:

$$\mathfrak{B} = C' \cdot \frac{e^{\beta(l-x)} + e^{-\beta(l-x)} - (e^{\beta x} + e^{-\beta x})}{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}, \tag{3}$$

$$\mathfrak{B} = C' \cdot \frac{\cos\left(2\pi n - \frac{2\pi x}{\lambda}\right) - \cos\frac{2\pi x}{\lambda}}{\sin 2\pi n}, \tag{4}$$

wo (3) ganz allgemein unter Berücksichtigung der Dämpfung und (4) unter Vernachlässigung der Dämpfung die Spannungsverteilung angeben. In analoger Weise stellt hier $\mathfrak{B}$ die Spannung dar und C' ist der sich aus der Intensität des Feldes und den Widerständen der Leitung ergebende Faktor. Vertauscht man x und $l - x$, so erhält man Spannungswerte von entgegengesetztem Vorzeichen, d. h. die Spannungsverteilung ist in bezug auf die Mitte der Antenne nicht symmetrisch, sondern entgegengesetzt gerichtet. Die Spannungskurven für die vier Antennen sind in Abb. 4 dargestellt. Auch hier ist für die $\lambda/2$ und $3/2\,\lambda$ Antenne die Spannungsverteilung die gleiche wie bei der eigenerregten oder generatorerregten Antenne. Das überraschende Ergebnis ist wieder bei der λ- und 2λ Antenne und besteht darin, daß sich an den freien Enden kein Spannungsbauch, sondern je ein Spannungsknoten ausbildet. Zeichnet man gemäß Gleichung (4) für noch weitere Antennen-

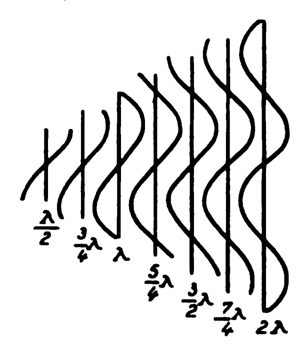


Abb. 6. Die Kurven der Spannverteilung mehrerer gleichmäßig erregter und gegen die ankommenden Wellen verstimmter Antennen

längen die Spannungsverteilung auf, so erhält man die Kurven gemäß Abb. 6. Auch hier sieht man die absolut kontinuierliche, nicht sprunghafte Änderung der Spannungsverteilung, wenn man die Länge der Antennen sukzessive vergrößert.

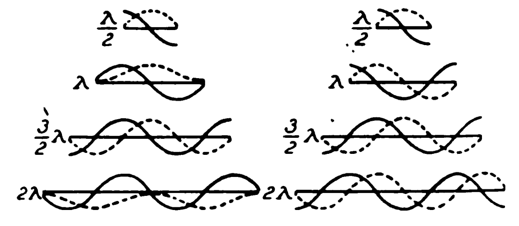


Abb. 7. Gegenüberstellung der Strom- und Spannungsverteilung auf einer Empfangsantenne und einer Sendeantenne

In der Abb. 7 sind die Resultate zusammengestellt und zwar in Gegenüberstellung die Strom- und Spannungsverteilung bei Oszillatoren, die durch Stoßerregung oder Generatorerregung in Schwingungen versetzt werden, und andererseits die

Strom- und Spannungsverteilung der vom Strahlungsfelde erregten Oszillatoren. Die gestrichelten Kurven sind die Stromkurven, die ausgezogenen die Spannungskurven, die gleichzeitig mit eingezeichnet sind. Auf dem rechten Teil sind die bisher bekannten Verteilungskurven, auf der linken Hälfte die wie angegeben berechneten oder man könnte sagen, die Kurven rechts geben die Schwingungen der Sendeantenne, die links die Schwingungen der Empfangsantenne an. Von besonderem Interesse ist der Oszillator, dessen Länge gleich der erregenden Wellenlänge ist, in dem einen Fall in der Mitte der Stromknoten, in dem anderen Falle in der Mitte der Strombauch, an den offenen Enden in dem einen Falle der Spannungsbauch, im anderen Falle der Spannungsknoten.

Damit ist der physikalische Teil dessen, was gebracht werden sollte, beendet.

Und nun noch eine interessante Schlußfolgerung:

Die oben dargestellten Formen der Stromkurven für die im Strahlungsfelde erregten Oszillatoren verschiedener Länge legten die Frage nahe, ob nicht diese Kurven aus einer einzigen Sinuskurve durch gerade Schnittlinien in verschiedener Höhe gebildet werden können, d. h. daß man die Stromverteilungskurven als den Teil der Sinuskurve betrachten könnte, der durch eine Gerade, die gleich der Oszillatorlänge ist, begrenzt wird. Bei dem Versuch, auch diese Frage zu klären, wozu ich durch meinen Kollegen, Herrn Hagen, angeregt wurde, habe ich folgenden Weg eingeschlagen und nachstehendes Resultat erzielt.

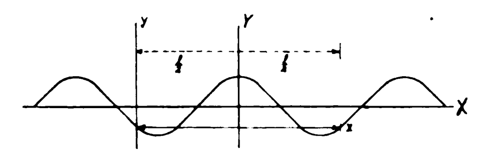


Abb. 8. Graphische Methode zur Ermittlung der Stromverteilung auf der Empfangsantenne

In der Abb. 8 ist eine Kosinuslinie dargestellt, die symmetrisch zur Y-Koordinate eingezeichnet ist. Verlegt man den Anfangspunkt der X-Koordinate nach links, um eine Entfernung von $l/2$ Wellenlängen (entsprechend der halben Länge des Oszillators) und den Anfangspunkt der Y-Koordinate um einen Betrag gleich

$$\cos \frac{2\pi \frac{l}{2}}{\lambda},$$

so erhält man die Gleichung für die Kurve, die über einer Geraden von der Länge l parallel zur X-Achse liegt, wobei die Enden der Strecke l die Kurve berühren. Die Gleichung dieser auf den neuen Koordinatenanfang bezogenen Kurven (die neuen Koordinaten seien mit x und y bezeichnet) ist folgende:

$$y = -\cos 2\pi \frac{\frac{l}{2}}{\lambda} + \cos 2\pi \left(\frac{x - \frac{l}{2}}{\lambda} \right).$$

Vergleicht man diese Gleichung mit dem Zähler der oben angegebenen Gleichung (2) für die Stromverteilung, so sieht man, daß die beiden Gleichungen identisch sind. Man hat lediglich in der Gleichung (2) einige Umformungen in bezug auf die trigonometrischen Funktionen durch Ersetzen der Sinusse des doppelten Winkels durch das Produkt von Kosinus und Sinus der einfachen Winkel vorzunehmen, um zu dem gleichen Ausdruck zu gelangen. Diese Tatsache gibt nun die einfachste Methode, um die Stromverteilung ganz ohne Rechnung einfach graphisch für eine beliebige Antennenlänge zu erhalten.

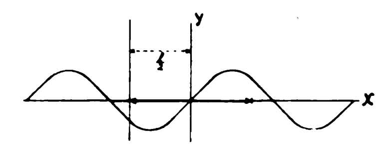


Abb. 9. Graphische Methode zur Emittlung der Spannungsverteilung auf der Empfangsantenne

Man zeichnet eine Sinuskurve hin, legt durch das Maximum eine Mittellinie. Auf dem Maßstab wählt man die Oszillatorlänge, für die man die Stromverteilung haben will. Die Mitte des Maßstabes legt man auf die Mittellinie und verschiebt den Maßstab parallel zur X-Achse in Richtung der Y-Achse so weit, bis die Endpunkte die Sinuskurve berühren. Die zwischen diesen Punkten an dem Maßstab liegende Kurve gibt unmittelbar die Stromverteilung an.

Für die Ermittlung der Spannungsverteilung erhält man ein noch einfacheres Ergebnis. Die Gleichung (4) läßt sich vereinfachen und man erhält folgenden Ausdruck:

$$\mathfrak{V} = C_1 \frac{\sin 2\pi \left(\frac{x - \frac{l}{2}}{\lambda} \right)}{\cos 2\pi \frac{\frac{l}{2}}{\lambda}}.$$

Da der Maßstab einen nicht interessiert, so betrachten wir nur den Zähler, woraus zu sehen ist, daß es sich hierbei um eine Sinuskurve handelt, deren Anfangspunkt um $l/2$ Wellenlängen verlegt werden muß, d. h. analog der Betrachtung für den Strom wird eine Sinuskurve aufgezeichnet und die Oszillatorlänge auf der X-Achse symme-

trisch in bezug auf den Nullpunkt der Kurve abgesteckt. Der darüber- und darunterliegende Teil der Sinuskurve gibt direkt die Spannungsverteilung an.

Die beiden errechneten graphischen Verfahren ermöglichen es somit, unter völliger Umgehung der Berechnung die Frage nach der Verteilung der Schwingungen eines im Strahlungsfelde gleichmäßig erregten Oszillators in jedem Falle sofort zu beantworten.

Zusammenfassung

Die Strom- und Spannungsverteilung von im Strahlungsfelde erregten Antennen (Empfangsantennen) ist wesensverschieden von der Verteilung bei Antennen, die durch einen Generator erregt oder in Eigenschwingungen versetzt sind. Unter Umgehung der Berechnung kann man die Strom- und Spannungsverteilung der Empfangsantennen graphisch ermitteln.

(Eingegangen am 5. Oktober 1929)

3. Abteilung: **Wärme** (Nachtrag)

Spezifische Wärme bei hohen Temperaturen

Von W. Nernst, Berlin und K. Wohl, Berlin

Inhalt: Referat, erstattet auf dem Deutschen Physikertag zu Prag im Auftrage der Deutschen physikalischen Gesellschaft und Gesellschaft für technische Physik.

I. Einleitung

Der in theoretischer Hinsicht einfachste Fall spezifischer Wärmen liegt bei einem einatomigen Gase vor; hier gilt bekanntlich im Sinne der kinetischen Gastheorie die Formel

$$Cv = \tfrac{3}{2} R = 2{,}979 \cong 3\,; \quad (R = 1{,}986 \text{ cal}) \quad (1)$$

Eine wichtige praktische Anwendung dieser Formel bei der Bestimmung der spezifischen Wärme von Gasen bei hohen Temperaturen besteht darin, daß man den betreffenden Apparat mit Argon eicht, indem man seine spezifische Wärme aus obiger Formel berechnet. Dies hat zuerst Pier[1]) bei seinen bekannten Explosionsversuchen getan, auch schon damals indirekt den Schluß gezogen, daß tatsächlich obige Gleichung bis zu Temperaturen über 2000^0 gilt.

Bei sehr hohen Temperaturen sind bei allen einatomigen Gasen Quantensprünge der Elektronen zu erwarten. Da nun ganze Folgen solcher Quantensprünge bei mehreren Elektronen auftreten können, so muß die spezifische Wärme einatomiger Gase bei extrem hohen Temperaturen außerordentlich groß werden.

Betrachten wir aber die durch verschiedene Elektronenterme unterschiedenen Zustände eines Moleküls oder Atoms als besondere Modifikationen, so können wir die soeben erwähnten spezifischen Wärmen als sekundäre spezifische Wärmen bezeichnen, weil sie durch eine mit Energie verbundene Umlagerung hervorgerufen sind, ähnlich wie bereits 1882 Berthelot und Ogier beim Stickstoffdioxyd und beim Essigsäuredampf in gewissen Temperaturgebieten außerordentlich hohe spezifische Wärmen fanden. Die in diesen Fällen beobachteten „Buckel" der spezifischen Wärmen haben wir also ebenfalls als sekundär zu bezeichnen, weil sie nicht den einzelnen Molekülgattungen eigentümlich sind, sondern auf einem chemischen Umsatz beruhen.

Erhitzen wir etwa HCl auf sehr hohe Temperaturen, so treten sukzessive folgende chemische Reaktionen auf.

$$2\,HCl = H_2 + Cl_2\,; \quad Cl_2 = 2\,Cl; \quad H_2 = 2\,H\,.$$

Auch hier wird die eigentliche spezifische Wärme also in hohem Maße durch chemische Umlagerungen gefälscht. Den Einfluß der letzteren können wir mit Hilfe des zweiten Wärmesatzes berechnen, wenn wir die Umlagerungswärme U und Umlagerungsquotient x für jeden Prozeß bei einer Temperatur kennen. Wenn die Daten zur sicheren Anwendung des neuen Wärmesatzes vorliegen, so braucht man nur U als Temperaturfunktion zu kennen. Von Wohl[2]) ist für die Ermittlung der Dissoziation von Cl_2 und H_2 in die Atome folgender Weg eingeschlagen worden: Die Explosionsmethode gestattet häufig, das Produkt $U \cdot x$ direkt aus den Versuchsdaten zu ermitteln. Da nun U nahe konstant und x eine ausgesprochene Temperaturfunktion ist, so ist die meßbare Änderung von $U \cdot x$ mit der Temperatur sehr nahe gleich der von x allein; aus der Temperaturabhängigkeit von x ist aber durch den zweiten Wärmesatz zunächst U und hierauf auch x ihren absoluten Werten nach zugänglich.

Im Folgenden wollen wir uns stets mit den von den Einflüssen einer Dissoziation oder einer Umlagerung der Elektronen befreiten spezifischen Wärme beschäftigen.

Bei einatomigen Gasen entsteht für die eigentlichen spezifischen Wärmen der einzelnen Quantenzustände eine prinzipiell wichtige Frage: sind die Quantenbahnen stets unabhängig von der Temperatur? Ist dies der Fall, so würde die Gleichung (1) für alle Quantenzustände einzeln gelten. Bei tieferen Temperaturen ist dies zweifellos äußerst nahe richtig; bei sehr hohen Temperaturen könnte

[1]) Zeitschr. f. Elektrochem. **15** (1909), 536.

[2]) Zeitschr. f. Elektrochem. **30** (1924), 36 u. 49.

es aber nach einer Vermutung von Nernst auch anders sein. Die klassische Theorie liefert nämlich die Gleichung[3])

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{e^2}{2a} = \frac{RT}{2N} \quad (2)$$

(m Masse des Elektrons, v Geschwindigkeit, e Ladung, a Radius der kreisförmigen Bahn). Nach allen Analogien sollte diese Gleichung bei sehr hohen Temperaturen immer zutreffen, d. h. a müßte eine Temperaturfunktion werden. Es muß aber betont werden, daß die Anwendung dieser Gleichung auf einen einzelnen Quantenzustand mit der herrschenden Quantentheorie in einem Widerspruch steht. Ob obige Betrachtung zulässig ist, wird erst die künftige Entwicklung der Quantentheorie lehren können.

II. Methoden

Bei den festen Körpern ist für tiefe Temperaturen das Vakuumkalorimeter wohl ein Apparat von unübertrefflicher Einfachheit und Sicherheit. — Das vielbenutzte Mischungskalorimeter hat in der Form des Kupferkalorimeters durch Koref[4]) einen so hohen Grad von Sicherheit gewonnen, daß die früher üblichen Formen des Mischungskalorimeters dadurch wohl in vielen Fällen verdrängt sind. Dem Bunsenschen Eiskalorimeter ist wohl durch das Kupferkalorimeter der Boden entzogen worden. Das Mischungskalorimeter ist bis herauf zu etwa 1600^0 erfolgreich angewandt worden. Noch bei 2000^0 scheint die Methode der elektrischen Drahterhitzung brauchbar zu sein.[5]) Im übrigen verweisen wir bezüglich der spezifischen Wärme fester Körper und Flüssigkeiten auf den jüngst erschienenen Handbuchartikel von Eucken.[6])

Bei Gasen[7]) ist in erster Linie die von Regnault (1862) benutzte Methode zur Bestimmung der mittleren spezifischen Wärme bei konstantem Druck zu nennen, die in neuerer Zeit von Holborn und Henning[8]) für hohe Temperaturen bis 1400^0 ausgebaut wurde. Eine zweite Methode zur Ermittlung der spezifischen Wärme, die über den Quotienten Cp/Cv führt, beruht auf der Messung der Schallgeschwindigkeit, doch hat diese Methode gerade in ihrer Anwendung auf hohe Temperaturen große Schwierigkeiten, so daß hier sichere Resultate bisher kaum vorliegen.

Die „elektrische Strömungsmethode" zur Bestimmung der wahren spezifischen Wärme bei konstantem Druck ist befähigt, Präzisionswerte zu liefern, ist aber bisher nur bis zu Temperaturen von 550^0 angewandt worden.[9]) Obwohl diese Methode also auf das eigentliche Gebiet hoher Temperaturen noch nicht übertragen wurde, ist sie wegen ihrer Zuverlässigkeit indirekt auch für dieses Gebiet von großer Bedeutung, weil der gute Anschluß an die Meßdaten der elektrischen Strömungsmethode als ein Kriterium für die Richtigkeit der bei höherer Temperatur gewonnenen Resultate gelten kann.

Bis zu den höchsten Temperaturen gelangte man bisher mit Hilfe der von Bunsen zuerst angegebenen Explosionsmethode; sie ist die einzige, die uns die Gebiete von 1500 bis etwa 3000^0 bisher erschlossen hat. Hier sei daher näher auf diese Methode eingegangen.

Präzisionsmessungen gelangen erstmalig Pier[10]) durch Einführung des Membranmanometers, dessen Eignung zur getreuen Wiedergabe schneller Drucksteigerung von Nernst[11]) auch theoretisch erwiesen wurde.

Die wichtigste Frage bei der Explosionsmethode ist die nach der Größe der Wärmeverluste des durch die Verpuffung sehr hoch erhitzten Gases, die sog. Verlustfrage. Pier a. o. O. schloß aus der indirekten Bestätigung der theoretischen spezifischen Wärme des Argon durch seine Versuche, daß bei seinen Explosionen praktisch keine Wärmeverluste vorhanden seien. Bjerrum[12]) dagegen glaubte durch den Vergleich von Explosionen mit verschiedenen Anfangsdrucken beweisen zu können, daß die Verluste bei einer Atmosphäre Anfangsdruck einige Prozente betrügen. Der Unterschied beider Versuchsreihen bestand einmal darin, daß Pier mit einer Bombe von 35 Litern, Bjerrum mit einer solchen von 10 Litern Inhalt arbeitete. Doch zeigten besondere Versuche, daß eine Volumänderung des Explosionsgefäßes in diesen Grenzen belanglos war. Wohl und v. Elbe[13]) zeigten später daß

[3]) Vgl. Nernst, Theoretische Chemie, 15. Aufl. S. 197.

[4]) F. Koref, Ann. d. Phys. **36** (1911), 49.

[5]) M. Pirani, Verb. d. Deutsch. Phys. Ges. **12** (1910), 301 und **14** (1912), 1037; Corbino, Phys. Zeitschr. **13** (1912), 375 und **14** (1913), 915; Worthing, Phys. Rev. **12** (1918), 199 u. a.

[6]) Handbuch der Experimentalphysik VIII, 1; Energie- und Wärmeinhalt, Leipzig 1929.

[7]) Näheres über die spezifische Wärme der Gase findet man außer in dem erwähnten Handbuchartikel von Eucken in der Monographie von Partington und Shilling „The specific heats of Gases", London 1924. Siehe auch die zusammenfassende Abhandlung von Eastmann „Specific heats of Gases at high Temperatures", Bureau of Mines, Technical Paper 445, Washington 1929.

[8]) Ann. d. Phys. (4) **18** (1905), 739 und **23** (1907), 809. Siehe auch Wärmetabellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 1919.

[9]) Swann, Phil. Trans. (A) **210** (1910), 199 (CO_2); Knoblauch, Raisch und Hausen, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf 1923; Haber, Zeitschr. f. Elektrochem. **20** (1914), 597 (NH_3); Osborne, Stimson, Sligh und Cragoe, Scient. Pap. Bureau of Standarts **20** (1925), 65 (NH_3).

[10]) A. a. O und Zeitschr. f. Elektrochem. **16** (1910), 897.

[11]) Ber. d. preuß. Akad. d. Wiss vom 9. Dez. 1915.

[12]) Zeitschr. f. phys. Chem. **79** (1912), 513 und **81** (1912), 281.

[13]) Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **5** (1929), 241.

die Auffassung beider Autoren für ihre eigenen Experimente — wenigstens qualitativ — zu Recht bestand und daß die Verschiedenheit der Verluste in beiden Versuchsreihen auf einem bisher für nebensächlich gehaltenen Unterschiede der Versuche beruhte, nämlich darauf, das Pier mit wasserdampfgesättigten Gasen, Bjerrum dagegen mit getrockneten Gasen gearbeitet hatte. Die Experimentaldaten der beiden früheren Autoren konnten sehr nahe bestätigt werden. Die Eigenschaft geringer zugesetzter Wasserdampfmengen, die bei H_2—O_2-Explosionen auftretenden Wärmeverluste praktisch zum Verschwinden zu bringen, erscheint praktisch und theoretisch interessant. Die einzige z. Zt. mögliche Deutung dieser Verhältnisse ist wohl die, daß die Verluste im trockenen Gemisch im wesentlichen auf Lumineszenzstrahlung beruhen, daß jedoch zugesetzter Wasserdampf die Lumineszenz auslöscht und die Energie der strahlungsfähigen Moleküle in thermische Energie der Gasmischung verwandelt. Es sei besonders darauf aufmerksam gemacht, daß es sich hier um einen gänzlich anderen Effekt handelt wie bei der bekannten Beeinflussung der Kohlenoxyd—Sauerstoff-Explosion durch Wasserdampf.[14]) Hier wirkt Wasserdampf auf die Umsetzung katalytisch beschleunigend ein, und verkürzt also die — sonst ungewöhnlich lange — Explosionszeit. Das hat natürlich auch eine Verminderung der gesamten während der Explosionsdauer an die Wandung abgegebenen Energie und somit der Wärmeverluste zur Folge. Im Falle der Wasserstoff—Sauerstoff-Explosionen wird aber die Reaktionsgeschwindigkeit durch Wasserdampfzusatz nicht merklich beeinflußt.

III. Theorien der spezifischen Wärme.

Bei festen Körpern führt die klassische kinetische Theorie bekanntlich zu der Formel

$$C_v = \tfrac{6}{2} R = 5{,}958\,, \qquad (3)$$

die jedoch, wie die Versuche von Nernst und seinen Schülern eingehender zeigten, bei tiefer Temperatur immer weniger zutrifft, so daß in der Nähe des absoluten Nullpunkts eine Konvergenz gegen sehr kleine Werte stattfindet. Die Quantentheorie fordert sogar eine Konvergenz gegen Null. Die Theorien von Einstein und Debye über die spezifische Wärme fester Körper können hier als bekannt vorausgesetzt werden.

Bekannt seit langem ist, daß die beobachteten Werte bei höheren Temperaturen erheblich über den klassischen Wert hinaus ansteigen. Dies Ansteigen wird im wesentlichen dadurch erklärt, daß sich die Messungen auf C_p beziehen, wofür die Gleichung gilt[15]):

$$C_p - C_v = \frac{T\alpha^2 v_0}{x}\,. \qquad (4)$$

(v_0 Volumen beim Druck Null, α Ausdehnungskoeffizient, x Kompressibilitätskoeffizient.) Das Auftreten eines großen Unterschiedes zwischen C_p und $\tfrac{6}{2} R$ bei festen Körpern führte bereits Boltzmann darauf zurück, daß bei größeren Amplituden die Schwingungen der Atome um die Ruhelage unharmonisch werden. Quantentheoretisch wirkt sich diese Unharmonität unterhalb des Dulong-Petitschen Gebietes so aus, daß die Schwingungfrequenzen mit steigender Temperatur abnehmen, oberhalb dieses Gebietes so, daß die Schwingungsfrequenzen höherer Ordnung nicht mehr ganzzahlige Vielfache der Grundschwingungen sind. In neuester Zeit hat F. Simon[16]) durch Messung der spezifischen Wärme das Auftreten von inneratomaren und innermolekularen quantenhaften Umwandlungen in festen Körpern schon bei tiefen Temperaturen nachgewiesen, nachdem vorher Ewald[17]) Erscheinungen ähnlicher Art an Ammoniumverbindungen beobachtet hatte.

Die Quantentheorie der spezifischen Wärme fester Körper kann sinngemäß auf die der mehratomigen Gase übertragen werden.[18]) Hier liegen die Verhältnisse — wenigstens bei kleinen Dichten — sogar bedeutend einfacher, weil wegen der geringen Atomzahl im Molekül und des äußerst geringen Einflusses der anderen Moleküle auf innermolekulare Vorgänge die einfache Einsteinfunktion auf den Schwingungsanstieg der spezifischen Wärme anwendbar ist.

Sind die gegeneinander schwingenden Atome von gleicher Art, haben wir also ein Elementmolekül vor uns, so ist die Schwingung elektromagnetisch inaktiv und unmittelbar optisch ebensowenig nachweisbar wie die Schwingung der C-Atome gegeneinander im Diamantgitter. Schwingen verschiedene Atome gegeneinander, so ist die Schwingung mit einer Verschiebung der elektrischen Ladungszentren verbunden und kann als Grundlinie der Ultrarotbanden optisch bestimmt werden.[19]) Da die inaktiven Schwingungen gleicher Atome gegeneinander durch Kombination mit einem gleichzeitig im Moleküle stattfindenden elektromagnetisch aktiven Vorgang optisch bemerkbar werden, ist es in den letzten Jahren möglich geworden, durch Analyse der im Sichtbaren und Ultravioletten liegenden Elektronensprungspektren auch die Schwingungs-

[14]) Vgl. die Explosionsversuche von Garner und Johnson, Philos. Mag. **3** (1927), 97 und **5** (1928), 301. Journ. of the Chem. Soc. London **1928**, 280. Die Deutung der Versuchsergebnisse durch die Autoren weicht von der hier gegebenen ab.

[15]) Vgl. etwa Nernst, Theoretische Chemie 15. Aflage, S. 63.

[16]) Ber. d. preuß. Akad d. Wiss. **33**, 16. Dez. 1926, 477.

[17]) R. Ewald, Ann. d. Phys. **44** (1914), 1213.

[18]) Nernst, Grundlagen des neuen Wärmesatzes, S. 61.

[19]) Bjerrum, Zeitschr. f. Elektrochem. **17** (1911), 731.

frequenzen in den Elementmolekülen zu bestimmen.[20]) In jüngster Zeit ist im Ramanneffekt[21]) ein neuer Weg zur Auffindung optisch aktiver und inaktiver Frequenzen entdeckt worden. Bei Molekülen, die aus mehr als drei oder höchstens vier Atomen bestehen, ist bisher eine Entwirrung der Spektren nicht gelungen, so daß für diese eine theoretische Vorausberechnung der spezifischen Wärme zur Zeit nicht möglich ist.

Bei mehratomigen Gasen ist im Gegensatz zu den festen Körpern außer der Schwingungsenergie natürlich noch die Energie der fortschreitenden Bewegung und der Rotationsbewegung zu berücksichtigen. Sind die Bausteine eines Moleküls in einer Geraden angeordnet, so kommt praktisch eine Rotation nur um die beiden zur Verbindungslinie senkrechten Achsen in Betracht; sind die Atome auf einer Fläche oder im Raume verteilt, so findet Rotation um alle drei Raumachsen statt, dementsprechend ist der Rotationsanteil der spezifischen Wärme $\frac{2}{2} R$ oder $\frac{3}{2} R$. Der Grenzwert, der dem Dulong-Petitschen Wert der spezifischen Wärme fester Körper entspricht, und dem die spezifische Wärme der Gase (bei Annahme harmonischer Schwingungen) mit steigender Temperatur zustrebt, beträgt für zweiatomige Moleküle $C_v = \frac{7}{2} R$, für nichtlineare Moleküle von n-Atomen

$$C_v = 3\,R\,(n-1) \tag{5}$$

Der theoretische Maximalwert der spezifischen Wärme von Äthyläther wäre demnach 84 cal. Aus den Trägheitsmomenten der Moleküle läßt sich abschätzen, daß der Einfluß der Rotation auf die Schwingung im Gebiet des Anstiegs der Schwingungswärme im allgemeinen ganz zu vernachlässigen ist. Die Schwingung ist infolgedessen in diesem Gebiet eine harmonische, so daß die Anwendung der einfachen Einsteinfunktion in der Tat berechtigt ist. Nur bei Wasserstoffverbindungen mit kleinem Molekül, vor allem bei H_2 selbst, kommt wegen des kleinen Trägheitsmomentes eine Berücksichtigung dieses Rotations- oder Zentrifugaleffektes in Betracht[22]). Bei sehr hohen Temperaturen muß allgemein, ähnlich wie bei festen Körpern, der „Dulong-Petitsche" Grenzwert wegen der Anharmonität der stärkeren Schwingungen überschritten werden.

Bei tiefer Temperatur muß nach der Quantentheorie auch die Rotation der Moleküle allmählich abklingen und die spezifische Wärme auf den Wert $\frac{3}{2} R$ abfallen[23]); doch läßt sich aus dem Trägheitsmoment der Moleküle vorausberechnen, daß der Abfall im allgemeinen erst bei ganz tiefen Temperaturen stattfindet, wo der Dampfdruck der Substanz äußerst gering geworden und eine Messung nicht mehr möglich ist. Bisher ist H_2 die einzige Substanz, bei der — entsprechend ihrem extrem kleinen Trägheitsmoment — der Rotationsabfall mit voller Sicherheit gemessen werden konnte[24]).

Mit steigender Dichte nimmt infolge der gegenseitigen Einwirkung der Moleküle aufeinander C_v zu, doch ist die Volumabhängigkeit von C_v, wenn man die assoziierenden Gase H_2O, NH_3 usw. ausnimmt, nur gering. Die spezifische Wärme bei konstantem Druck ist mit C_v im Falle idealer Gase bekanntlich durch die Gleichung verknüpft

$$C_p - C_v = R. \tag{6}$$

Die Differenz dieser beiden spezifischen Wärmen — und infolgedessen auch der Wert von C_p — wird durch eine Erhöhung des Druckes im allgemeinen weit stärker vergrößert als C_v. Mit steigender Temperatur werden die Abweichungen vom idealen Gaszustand bei gegebenem Volumen oder Druck immer geringer. Näher kann hier auf die Beziehungen zwischen Zustandsgleichung und spezifischer Wärme nicht eingegangen werden.

Flüssigkeiten sind bisher bei höheren Temperaturen wenig untersucht. In theoretischer Hinsicht dürfte ihr Verhalten überaus kompliziert sein. Unter gewissen einfachen Bedingungen gilt bei höheren Temperaturen auch für Flüssigkeiten das Gesetz von Dulong-Petit.

IV. Ergebnisse.

Daß die spezifische Wärme der Gase mit steigender Temperatur zunimmt, ist durch die schon erwähnten Versuche von Regnault, Holborn und Henning, Pier usw seit langem bekannt. Theoretisch ist der Anstieg, wie gesagt, durch die Form der Moleküle (Rotationsglied!) und die Schwingungsfrequenzen gegeben. Die folgende Tabelle enthält die den Schwingungsfrequenzen einiger Gasmoleküle entsprechenden Wellenlängen in μ.[25]) Bei den mehratomigen Molekülen ist angegeben, wieviel Freiheitsgrade der Schwingung auf die betreffende Wellenlänge entfallen. Daß CO_2 um einen Freiheitsgrad der Schwingung reicher ist als H_2O, beruht darauf, daß es im Gegensatz zu H_2O eine gestreckte Form hat und infolgedessen einen Freiheitsgrad der Rotation

[20]) Siehe Molecular Spectra in Gases, Bull. of the Nat. Research Counc. Vol. 11, Part. 3 Nr. 57, Dez. 1926, und Mecke, Bandenspektren und ihre Bedeutung für die Chemie, Berlin 1929.

[21]) Siehe Handbuch der Physik Band **21**, Artikel Pringsheim (Berlin 1929).

[22]) Kemble und van Vleck, Phys. Rev. **21** (1923), 653 und Mac Crea, Proc. Cambr. Philos. Soc. **24** (1928), 80; s. auch den Handbuchartikel Eucken (a. a. O.)

[23]) Nernst, Grundlagen des neuen Wärmesatzes, S. 62.

[24]) A. Eucken, Ber. der preuß. Acad. d. Wiss. vom 1. Febr. 1912.

[25]) Die Wellenlängen sind meist den angegebenen zusammenfassenden Darstellungen über Bandenspektra, z. T. auch den Intern. Critical Tables, London, entnommen. Die Wellenlängen bei NH_3 sind von Dennisson, Philos. Mag. (7) **1**, 195 (1926) angegeben.

Gas	H_2	HCl	N_2	CO	O_2	Cl_2
λ in μ	2,33	3,46	4,28	4,66	6,44	17,7

Gas	CO_2			H_2O		NH_3			
Zahl der Freiheitsgrade	1	1	2	2	1	1	2	2	1
λ in μ	4,37	7,83	14,9	2,66	6,28	2,22	2,97	6,14	10,7

weniger besitzt[26]). Die spezifische Wärme muß nach der Quantentheorie um so langsamer ansteigen, je kleiner die Wellenlänge ist. Bei den zweiatomigen Gasen, die nur mit einer Frequenz schwingen, müssen also im Anstiegsgebiet die Werte der spezifischen Wärmen bei gegebener Temperatur in der Reihenfolge der Tabelle von H_2 zu Cl_2 anwachsen.

Die Voraussagen der Theorie sind qualitativ vollkommen und auch quantitativ im allgemeinen sehr befriedigend durch das Experiment bestätigt worden. Beim Wasserstoff müßte wie erwähnt die spezifische Wärme stärker ansteigen als der einfachen Einsteinfunktion entspricht, weil das Molekül wegen seines geringen Trägheitsmomentes und seiner hohen Rotationsgeschwindigkeit durch die Zentrifugalkraft merklich gedehnt wird. Der Effekt müßte bei 2000° 0,2 cal ausmachen;[27]) experimentell ist er jedoch noch nicht ganz sicher nachgewiesen. Auch beim HCl müßte er eine möglicherweise meßbare Größenordnung erreichen.[28])

Ein Fall, der vor der quantentheoretischen Klärung dieser Fragen große Schwierigkeiten machte, ist das Chlor, das bei Zimmertemperatur zufälligerweise recht genau die klassische spezifische Wärme dreiatomiger Gase 6,0 besitzt. Wohl[29]) fand, daß die spezifische Wärme des Chlors bei Temperaturen über 1000° den „Dulong-Petitschen" Grenzwert 6,9 erreicht und bei weiterer Steigerung der Temperatur, wie zu erwarten, nahezu konstant bleibt. Er berechnete aus seinen Meßwerten in Verbindung mit dem Wert bei Zimmertemperatur eine Frequenz der Atomschwingungen, die einer Wellenlänge von 16 μ entsprach. (Danach müßte die spezifische Wärme des Chlors bei 100° abs. praktisch auf den für starre zweiatomige Gase geltenden Wert $\frac{5}{2} R$ abgefallen sein.) Auf optischem Wege wurde später die damit befriedigend übereinstimmende Wellenlänge von 17,7 μ gefunden. Der von der Theorie geforderte starke Temperaturgang der spezifischen Wärme in der Gegend der Zimmertemperatur ist in jüngster Zeit durch Messungen von Eucken und Hoffmann[30]) in genauer Übereinstimmung mit der Theorie nachgewiesen worden.

Besonders schön haben sich die theoretischen Voraussagen über die spezifische Wärme der Gase am Falle des Wasserdampfes bestätigen lassen. Hier muß die spezifische Wärme bei tiefer Temperatur den Wert $\frac{6}{2} R$ haben, da das Wasserdampfmolekül, wie bekannt, gewinkelt ist. Die Schwingungen der Atome gegeneinander sind aus dem Ultrarotspektrum bekannt. Der Schwingungsanstieg ist schon bei Zimmertemperatur merklich und wurde, wie die graphische Darstellung zeigt, von Knoblauch, Raisch und Hausen[31]) nach der elektrischen Strömungsmethode zwischen etwa 150

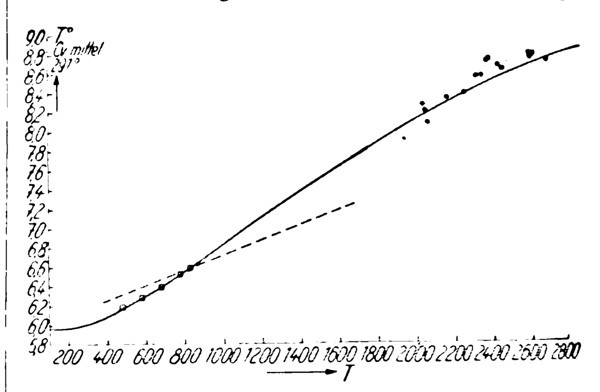


Abb. 1. Wasserdampf
Mittlere Molekularwärme bei konstantem Volumen zwischen T und 291° abs.
—— Theoretische Kurve
⊡ Meßwerte von Knoblauch, Raisch und Hausen
⊙ Meßwerte von Wohl und von Elbe
--- Mittlere Kurve nach Holborn und Henning

und 550° in genau dem theoretisch zu erwartenden Betrage beobachtet. Neuerdings haben Wohl und v. Elbe[32]) im Gebiet stärkerer Schwingung, zwischen 1750 und 2400°, eine mittlere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment von 0,9% gefunden. Die theoretische Formel konnte somit in diesem Falle in einem Bereich von etwa 2300° als richtig erwiesen werden. Die Messungen von Holborn und Henning[33]) weichen allerdings, wie die Abbildung zeigt, von den eben genannten experimentellen und den theoretischen Werten etwas ab.

Es sei endlich noch auf einen Fall hingewiesen, bei dem die eingangs erwähnte „uneigentliche" spezifische Wärme, nämlich die Umwandlungswärme eines einatomigen Gases in eine andere Elektronenmodifikation, in einem experimentell

26) K. L. Wolf, Zeitschr. f. phys. Chem. **131** (1927), 90; H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **47** (1928), 457 s. auch Handbuchartikel Eucken a. a. O.

27) Mac Crea, a. a. O.

28) S. weiter unten.

29) A. a. O. und Wohl und Kadow, Zeitschr. f. phys Chem. **118**, 460 (1925).

30) Zeitschr. f. phys. Chem. B. **5** (1929), 442.

31) A. a. O.

32) A. a. O.

33) A. a. O.

leicht erreichbaren Temperaturgebiet auftritt. Beim Chloratom existiert nämlich ein Quantenzustand, der nur um 2500 cal energiereicher ist als der Grundzustand.[34]) Das hat zur Folge, daß bei tiefer Temperatur nur der Grundzustand vorhanden ist, bei sehr hoher Temperatur sich dagegen ein unveränderliches Mischungsverhältnis beider Zustände einstellt. In beiden Fällen ist die spezifische Wärme des Chloratoms von dem klassischen Betrage $\frac{3}{2}$ R. Im Zwischengebiet findet jedoch mit steigender Temperatur eine allmähliche Anreicherung des angeregten Zustandes statt, durch die Wärme verbraucht wird. Daher tritt zur spezifischen Wärme, wie bei den eingangs erwähnten chemisch reagierenden Gasen, ein „buckelförmiges" Zusatzglied. Beim Chloratom liegt das Maximum des Buckels bei ungefähr 200^0 und beträgt 0,48 cal. Der Effekt ist zwar wegen der Unstabilität des Chloratoms der unmittelbaren Messung kaum zugänglich, muß aber in der exakten Formel der Dissoziation des Chlors in die Atome berücksichtigt werden und könnte durch Präzisionsmessungen der Dissoziation nachgewiesen werden. Beim Brom- und Jodatom liegt der Fall grundsätzlich ebenso, doch betragen hier die Umwandlungswärmen 10500 und 21600 cal[35]), so daß der Buckel zu viel höheren Temperaturen rückt. So ist wohl das Chloratom der einzige bekannte Fall, wo die scheinbar sicherste Voraussage der klassischen Theorie, die Temperaturunabhängigkeit der spezifischen Wärme einatomiger Gase, in einem der Messung zugänglichen Gebiet unzutreffend wird.

[34]) L. A. Turner, Phys. Rev. **27** (1926), 397.
[35]) L. A. Turner, a. a. O.

Zum Schluß sei eine Übersicht über die spezifischen Wärmen der wichtigsten Gase von 0^0 C bis zu hohen Temperaturen als Funktion der absoluten Temperatur gegeben. Sie stellt eine Erweiterung und Modernisierung der in dem Lehrbuch der theoretischen Chemie von Nernst und seinen „Grundlagen des neuen Wärmesatzes" wiedergegebenen Tabelle dar. Wir bringen getrennt die wahren spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen und die mittleren spezifischen Wärmen zwischen einer variablen Temperatur und 0^0 C.

Die angegebenen Werte sind im allgemeinen mit den oben aufgeführten Wellenlängen theoretisch berechnet worden. Bei H_2 ist der bei etwa 400^0 abs. einsetzende Abfall der Rotationswärme und die geringe Anharmonität der Schwingungen mitberücksichtigt; bei HCl ist dem letzteren Umstand gleichfalls Rechnung getragen.[36]) Bei O_2

[36]) Die Berechnung wird sehr vereinfacht durch Benutzung der Tabellen für die Einsteinfunktionen der spezifischen Wärme und Energie in „Nernst, Grundlagen des neuen Wärmesatzes" und im „Landolt-Börnstein". Die Schwingungsfrequenzen sind dort durch die Werte $\beta\nu = \frac{h\nu}{k}$ gekennzeichnet; es gilt $\beta\nu = \frac{14310}{\lambda}$, wenn λ wie hier in μ gemessen wird. Bei H_2 ist die strenge Berechnung der spezifischen Wärme aus den Rotations- und Schwingungsthermen durch Mac Crea (a. a. O.) zugrunde gelegt. Oberhalb 450^0 abs. werden diese Werte durch

Tabelle

Wahre Molekularwärmen bei konstantem Volumen

T	273	373	473	573	800	1200	1600	2000	2400	2800
H_2	4,82	4,96	4,97	4,98	5,04	5,34	5,72	6,05	6,3	6,5
HCl	4,97	4,98	5,00	5,05	5,31	5,8	6,2	$6{,}4_5$	6,6	6,7
N_2	4,97	4,98	5,05	5,16	5,51	$6{,}0_5$	6,4	$6{,}5_5$	6,7	6,7
CO	4,97	5,00	5,09	5,23	5,66	6,1	6,4	6,6	6,7	6,8
O_2	5,00	5,15	5,38	5,61	6,05	6,5	6,7	6,8	6,8	$6{,}8_5$
Cl_2	5,97	6,32	6,53	6,65	6,79	6,9	6,9	7,0	7,0	7,0
CO_2	6,63	7,70	8,61	9,24	10,4	11,5	12,0	12,3	12,5	12,6
H_2O	5,99	6,11	6,34	6,60	7,23	8,37	9,31	10,0	10,5	10,8
NH_3	6,38	7,01	7,65	8,46	10,0	12	—	—	—	—
$(C_2H_5)_2O$	28	33	39	42	—	—	—	—	—	—

Mittlere Molekularwärme bei konstantem Volumen zwischen T und 273^0 abs.

T	273	373	473	573	800	1200	1600	2000	2400	2800
H_2	4,82	4,91	4,93	4,94	4,97	5,06	5,21	5,36	5,52	5,66
HCl	4,97	4,97	4,99	5,00	5,06	5,25	5,49	5,7	$5{,}8_5$	6,0
N_2	4,97	4,97	4,99	5,03	5,16	5,43	5,67	$5{,}8_5$	6,0	6,1
CO	4,97	4,98	5,00	5,06	5,22	5,52	5,76	5,9	6,1	6,2
O_2	5,00	5,07	5,17	5,27	5,50	5,85	6,07	6,2	6,3	6,4
Cl_2	5,97	6,17	6,30	6,40	6,54	6,67	6,74	6,8	6,8	6,9
CO_2	6,63	7,18	7,67	8,08	8,84	9,77	10,37	10,8	11,1	11,4
H_2O	5,99	6,05	6,14	6,24	6,53	7,09	7,61	8,10	8,50	8,8
NH_3	6,38	6,68	7,03	7,39	8,19	9,5	—	—	—	—

und N_2 sind nach Eucken etwas kleinere Werte (um höchstens 0,18 cal) wahrscheinlicher[37], während die Explosionsmethode für N_2 Werte liefert, die zwischen der theoretischen und der von Eucken angenommenen Kurve liegen.[38] Doch ist die Bestätigung der theoretischen Werte in manchen Fällen (Cl_2, CO_2, NH_3, H_2O eventuell auch H_2) eine so gute, daß wir diese auch dort, wo die Bestätigungen weniger exakt sind, für die zur Zeit wahrscheinlichsten halten. Die spezifischen Wärmen des Äthyläthers sind durch Ausgleich der in den Landolt-Börnsteinschen Tabellen enthaltenen Zahlen gefunden.

Die Wärmekapazität eines Gases oder Gasgemisches bei hohen Temperaturen ist wie erwähnt mitbestimmt durch Dissoziationsvorgänge, die ihrerseits noch von Mischungsverhältnis und Druck abhängen. Zur Ermittlung der gesamten Wärmekapazität, die vom technischen Standpunkt die eigentlich interessierende Größe ist, liefern die vorliegenden Tabellen also nur die eine Komponente, doch kann, da bei den wichtigsten Gasen die Dissoziationsverhältnisse bekannt sind, auch ihr Einfluß genügend sicher in Rechnung gestellt werden. Häufig wird die Dissoziation nach dem Massenwirkungsgesetz übrigens verschwindend klein, wenn nämlich, wie in der Praxis häufig der Fall, ein selbst nicht weiter zerfallendes Dissoziationsprodukt (O_2, CO) in großem Überschuß zugegen ist.

---

die Formel:

$$Cv_{H_2} = 4{,}963 + \varphi(2{,}33) - 0{,}046 + 8{,}8 \cdot 10^{-5}\, T$$

wiedergegeben, wenn φ eine Einsteinfunktion mit $\lambda = 2{,}33$ für einen Freiheitsgrad bedeutet. (In den erwähnten Tabellen beziehen sich die Zahlen auf drei Freiheitsgrade!) Die letzten Explosionsdaten (Wohl, a. a. O.) sind mit diesen theoretischen identisch, doch hat sich eine Überprüfung der experimentellen Fehlergrenze als notwendig erwiesen. Das Korrektionsglied für HCl ist so abgeschätzt, daß es zu dem für H_2 in dem nach der klassischen Theorie zu erwartenden Verhältnis steht. Es gilt demnach bis zu tiefen Temperaturen

$$Co_{HCl} = 4{,}963 + \varphi(3{,}46) + 3{,}4 \cdot 10^{-5}\, T.$$

Die letzten Explosionsdaten liegen um 2 % höher, sind aber in Neubearbeitung.

[37] A. Eucken und K. v. Lück, Zeitschr. f. phys. Chem. **35** (1929), 413.

[38] Noch nicht veröffentlicht.

Über einen Apparat zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung fester Körper bei hohen Temperaturen

Von H. Gerdien und W. Jubitz

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium der Siemenswerke)

Inhalt: Beschreibung der Meßmethode und des Apparates, Diskussion der Fehlerquellen. Thermische Ausdehnung von Silber, Nickel, Pythagoraswei߬Masse und Eisen als Beispiele.

Ausdehnungsmessungen im Gebiet hoher Temperaturen sind nicht nur für die metallischen Werkstoffe von wissenschaftlicher und technischer Bedeutung, sondern vielmehr von noch größerer Bedeutung für die hochfeuerfesten, nichtmetallischen Werkstoffe, die bei der technischen Erzeugung hoher Temperaturen Verwendung finden. Von der thermischen Ausdehnung hängt das Verhalten des Werkstoffs und sein Wert für technische Zwecke in ähnlicher Weise ab wie von seinem Wärmeleitvermögen und seiner spez. Wärme. Insbesondere wird sein Verhalten gegenüber räumlich und zeitlich wechselnder Temperaturbeanspruchung durch diese drei thermischen Eigenschaften beschrieben. Auch das Dauerverhalten der feuerfesten und hochfeuerfesten Stoffe im Gebiet hoher Temperaturen ist für die Technik von größter Bedeutung, weil von der Formbeständigkeit und von der Erhaltung einer bestimmten Struktur die Lebensdauer der Vorrichtungen abhängt, die aus den betreffenden Werkstoffen erbaut werden. Von den in der Ofentechnik verwandten Materialien verlangt man außer einer gewissen Beständigkeit gegenüber bestimmten chemischen Angriffen in erster Linie eine geringe und stets in möglichst gleicher Größe wieder erreichbare thermische Ausdehnung. Diese Forderung tritt besonders da in den Vordergrund, wo gleichzeitig auf eine möglichst geringe thermische Leitfähigkeit Wert gelegt wird, da nur bei kleiner thermischer Ausdehnung die Folgen räumlich und zeitlich ungleichmäßiger Temperaturänderungen durch den Werkstoff überstanden werden, besonders wenn er, wie fast alle keramischen Werkstoffe, nur äußerst geringe Überschreitung der Elastizitätsgrenze zuläßt.

Dem zweifellos erheblichen Interesse der Technik für Untersuchungen auf diesem Gebiet standen bis vor kurzem nur wenige, im Gebiet mittlerer Temperatur brauchbare Meßgeräte gegenüber. Wir hatten uns seit längerer Zeit im Forschungslaboratorium der Siemenswerke mit Arbeiten auf dem Gebiet der thermischen Ausdehnung beschäftigt und haben neuerdings eine Meßapparatur entwickelt, welche die Aufgabe lösen soll, dilatometrische Messungen bis in das Gebiet oberhalb der Erweichungstemperatur der bekannten feuerfesten Massen zu ermöglichen. Wir haben dazu ein Meßprinzip angewendet, das zunächst subjektive Messungen gestattet, aber auch leicht den Übergang zur selbsttätigen Aufzeichnung der Meßresultate ermöglicht. Die nach dem Prinzip der Quarzrohrmethode vorgehenden Anordnungen erschienen uns beim Eindringen in das Gebiet hoher Temperaturen nicht aussichtsvoll, weil bei ihnen der Prüfstab für längere Zeit mit den zur Übertragung seiner Ausdehnung auf das Meßwerk dienenden Tastern in Berührung bleibt. Derartige Berührungsstellen führen bei hohen Temperaturen häufig zu chemischen Reaktionen zwischen dem Tastorgan und dem Prüf-



stab oder es treten mindestens Sinterungen ein, die zur Beschädigung des Tastorgans führen. Wir sind daher dazu übergegangen, die Enden des Prüfstabes nur kurzzeitig mit einem leicht beweglichen Tastorgan zu berühren, dessen Berührungsfläche durch starke Kühlung auf niedriger Temperatur gehalten wird. Durch das Berühren des Prüfkörpers, der sich auf hoher Temperatur befindet, mittels eines vorher auf Zimmertemperatur befindlichen Tastorgans wird beim Heranbewegen, Berühren und Zurückziehen des Tasters ein Wärmeaustausch stattfinden, der während der Bewegung des Tastorgans vorwiegend durch Strahlung, während der Berührungszeit auch durch Leitung erfolgt. Richtet man die Meßvorrichtung so ein, daß die Lage der Tastorgane unmittelbar nach der Berührung fixiert wird, wie das bei unserer Anordnung geschieht, so wirkt der unerwünschte Wärmeaustausch nur während des Annäherns und der Berührungszeit, während das Zurückziehen des Tasters keinen Einfluß mehr ausübt. Quantitativ wird dieser Wärmeaustausch wesentlich auch von der Wärmeleitung und spez. Wärme des Probestabes abhängen. Der wesentliche Anteil des Wärmeübergangs wird bei zweckmäßiger Durchführung des Tastens vorwiegend während der Berührung des Probekörpers stattfinden. Er läßt sich hier ganz wesentlich durch die Abkürzung der Berührungsdauer herabsetzen. In jedem Falle läßt sich der durch den Tastvorgang in Kauf zu nehmende Fehler prozentual durch hinreichende Länge des Prüfstabes weitgehend herabdrücken.

Die im folgenden beschriebene Apparatur haben wir auf Grund eines reichen Erfahrungsmaterials so weitgehend durchgebildet, daß sie jetzt wohl für Messungen der thermischen Ausdehnung bis in das angestrebte Temperaturgebiet oberhalb des Erweichungspunktes der normalen keramischen Materialien brauchbar erscheint. Die allgemeine Anlage des Apparates zeigt Abb. 1. Der etwa 200 mm lange Prüfstab befindet sich horizontal gelagert und am besten nur in der Nähe seiner Mitte unterstützt, innerhalb eines Rohrofens, der an beiden Enden durch thermisch isolierende Klappen verschlossen werden kann.[1])

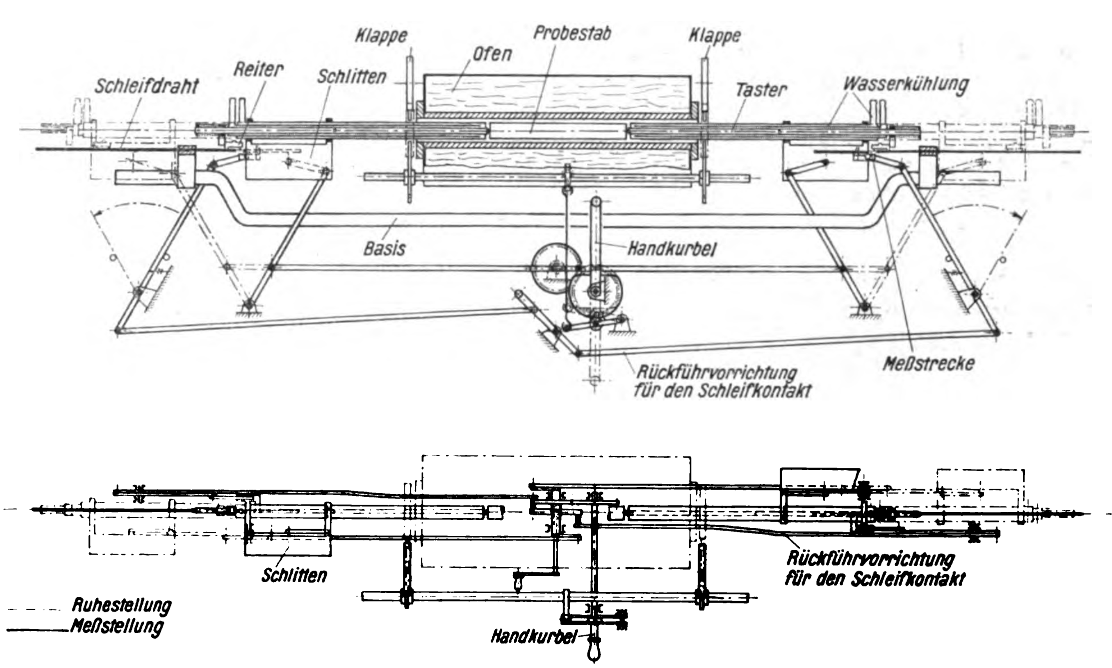


Abb. 1. Schematische Darstellung

Die Klappen werden um eine der Ofenachse parallel liegende drehbare Welle kurz vor dem Einführen der Taster beiseite gedreht und unmittelbar nach dem Herausziehen der Taster wieder vor die Ofenöffnung geklappt. Ihre Bewegung ist zwangläufig mit der Bewegung der Tastorgane gekoppelt, wie aus der Abbildung ersichtlich ist. Die Taster

[1]) Als Öfen haben wir je nach der Natur des zu prüfenden Werkstoffs und den zu untersuchenden Temperaturintervallen teils elektrisch geheizte Platinbandöfen oder Kohlerohröfen, teils, wenn es sich um oxydierende Atmosphäre handelte, einen Gebläseofen benutzt, der aus einem Zirkonoxydrohr bestand, das nahe seiner Mitte mit einer Eintrittsöffnung für die Heizflamme und nahe seinen Enden mit seitlichen Absaugeöffnungen für die Verbrennungsgase ausgerüstet war. Das Rohr wurde teils mit Leuchtgas-Luft oder Leuchtgas-Sauerstoff geheizt, teils auch für das Erreichen von Temperaturen oberhalb 2000° mit einem Öl-Sauerstoffbrenner gespeist, der ähnlich dem von H. v. Wartenberg (Zeitschr. f. anorg. Chem. **176**. 1928, 344—369) beschriebenen gebaut war.

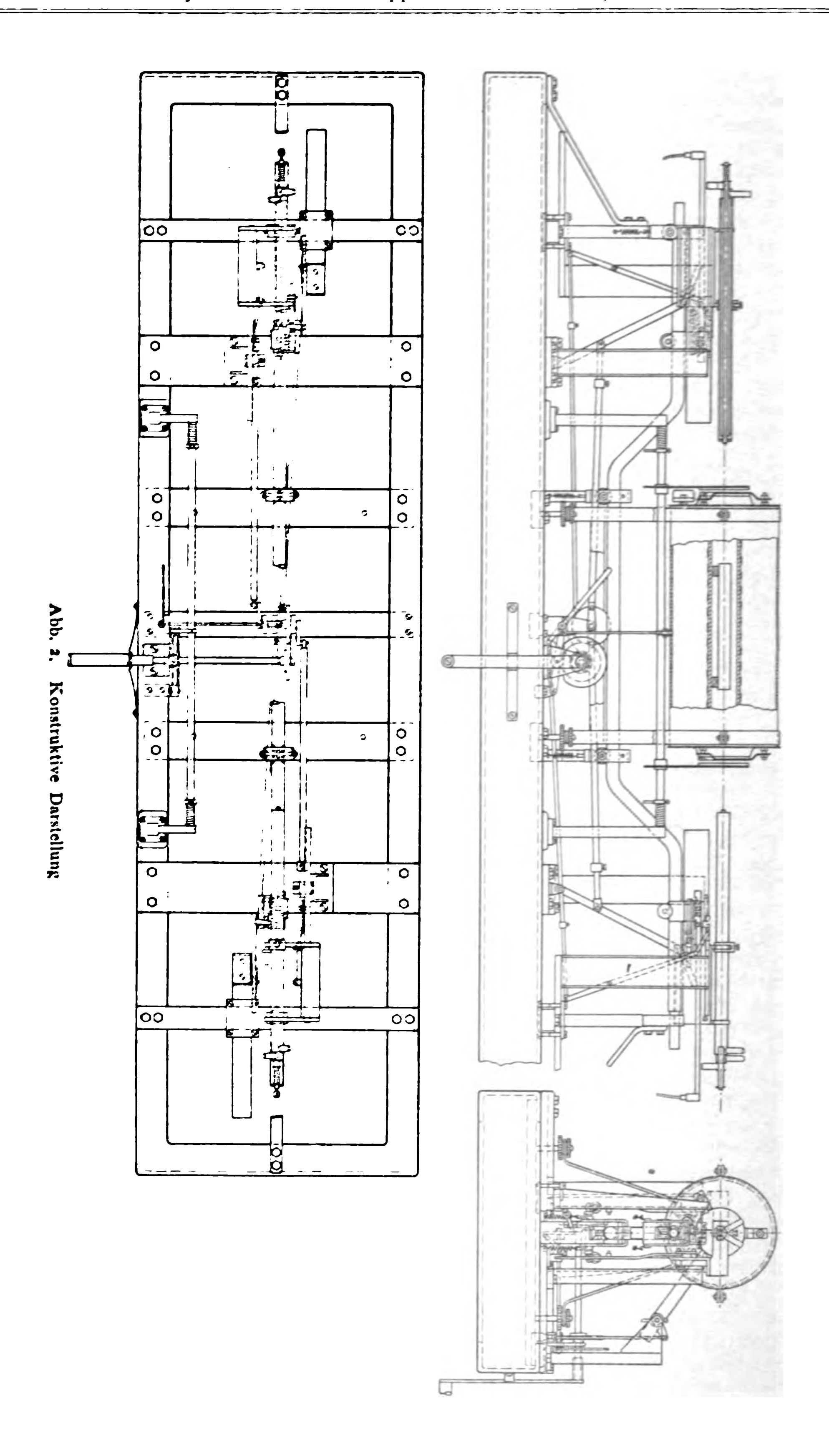


Abb. 2. Konstruktive Darstellung

selbst bestehen aus Röhren aus Invarstahl, welche an ihrem den Proben zugekehrten Ende durch kleine abgerundete Kappen aus Invarstahl abgeschlossen sind. Sie liegen fast auf ihrer ganzen Länge innerhalb von Hülsen aus Messingrohr, die von Kühlwasser durchflossen werden. Die Taster sind innerhalb der Hülsen verschiebbar und werden durch Schraubenfedern, die mit Feineinstellung versehen sind, bis zur Auflage an Anschlägen innerhalb der Hülsen in der Richtung auf den Probestab vorgepreßt, sodaß sie beim Berühren des Probestabes stehenbleiben, wobei dann die Hülsen nach Erreichen und Überschreiten des Federdrucks sich noch allein vorwärts verschieben können; beim Zurückziehen der Hülsen entspannen sich die Federn bis zum Aufliegen der Taster am Anschlag, so daß die Taster weiterhin mit den Hülsen zurückgezogen werden. Die Hülsen sind zu beiden Seiten des Ofens auf Schlitten gelagert, die in horizontalen Gleitbahnen laufen und können gleichzeitig mittels einer Handkurbel bewegt werden. Die Ausführung des Bewegungsmechanismus ist aus Abb. 1 grundsätzlich und aus Abb. 2 in ihren Einzelheiten zu ersehen. Wie schon oben erwähnt, ist mit der Bewegung der die Taster enthaltenden Hülsen die Bewegung der Ofenklappen gekoppelt. Die Hülsen mit ihren Tastern sind auf dem Schlitten in der Längsrichtung verschiebbar befestigt, sodaß man in der Lage ist, die Apparatur Probestäben von verschiedener Länge anzupassen. Für die Bewegung der Taster wurde der Kurbelantrieb gewählt, um die Berührung des Probestabes bei sehr geringer Geschwindigkeit kurz vor dem Umkehrpunkt der Bewegung auszuführen, wodurch der Vorteil erreicht wird, daß die Annäherungsbewegung der Taster für einen großen Teil ihres Weges schnell geschieht, die Berührung aber möglichst stoßlos verläuft. Man kann es durch Justierung der Taster auf den Schlitten auch bei zunächst unsymmetrischer Lage des Probestabes erreichen, daß die Taster den Probestab nahezu gleichzeitig berühren und wieder verlassen, wodurch ein Hin- und Herschieben des Probestabes innerhalb des Ofens vermieden wird. Der Anpreßdruck der Taster läßt sich durch Einstellen der obenerwähnten Federn bis auf wenige Gramm herabsetzen, sodaß selbst bei vielen tausend Tastungen auch bei dem Erweichen des Probestabes im Gebiete höchster Temperatur eine merkliche dauernde Deformation an den Enden des Probestabes vermieden wird.[2]) Die zur Berührung kommenden Endstücke der Taster lassen in der Ruhelage stets die Kontrolle daraufhin zu, ob etwa Substanz des Probestabes zur Ablösung und zum Haften an den Tastern gekommen ist. Ein Verschweißen der Tasterenden mit metallischen Probestäben haben wir nie beobachtet.

Um nun die Endlage der Taster im Augenblick der Berührung festhalten und messen zu können, haben wir folgendes Verfahren verwendet: An dem dem Ofen abgewandten Ende des Tasters ist ein seitlich vorspringender Mitnehmer befestigt, der beim Vorbewegen des Tasters einen schleppzeigerartigen Reiter erfaßt und mit vorbewegt. Der Reiter wird in der Berührungslage des Tasters abgelegt und bleibt beim Zurückbewegen des Tasters zunächst in einer der Endstellung entsprechenden Lage liegen. Die beiderseitigen Reiter werden durch einen zweiten, von einer besonderen Handkurbel bewegten Mechanismus nach Beendigung der Ablesung ihrer Endlage wieder in ihre Anfangslage zurückgeschoben. Die Endlage jedes der beiden Reiter könnte ohne weiteres nach bekannten optischen Methoden hinreichend genau abgelesen werden. Das erschien uns aber einmal wegen der Notwendigkeit, an zwei verschiedenen Stellen abzulesen, ferner wegen der bei mikroskopischen Ablesungen bald eintretenden Ermüdung und endlich wegen der Schwierigkeit, den Übergang zu einer Registriermethode zu finden, nicht ratsam. Wir haben uns daher nach einigen Vorversuchen der folgenden elektrischen Methode bedient, um die Endlage der Reiter zu messen. Auf diesem Wege läßt sich zugleich die Aufgabe lösen, nur die hier interessierende Summe der Reiterverschiebungen anzuzeigen, ohne die Einzelwerte zu verfolgen. Die Reiter bestehen aus kleinen, rechteckigen, durch

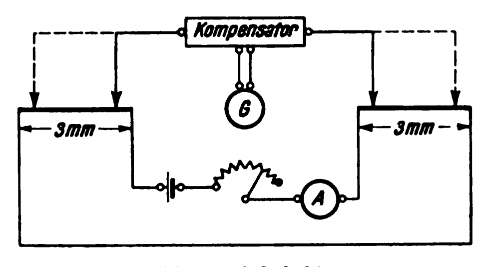


Abb. 3. Schaltskizze

Ausbohrungen möglichst erleichterten Aluminiumblechstückchen, die in der Mitte ihrer Oberseite und an zwei Stellen ihrer Unterseite mit schneidenartigen Kontaktstücken aus Konstantan versehen sind; von den letzteren ist das eine vom Reiterchen isoliert; mit den beiden unteren Kontakten gleiten sie auf einem horizontal über einer Unterlage ausgespannten Konstantandraht, gegen den sie durch einen federnd auf den oberen Kontakt drückenden Kupferdrahtbügel angepreßt werden. Der Konstantandraht ist fast auf seiner ganzen Länge auf einer derben, vernickelten Messingunterlage auf-

[2]) Die beim Auftreffen der Taster auf die Enden des Probestabes abzubremsende Masse der Taster muß möglichst klein gehalten werden. Wir hatten ursprünglich die Taster selbst mit Wasserkühlung ausgerüstet. Das bewährte sich nicht, weil dabei zu starke Stöße auf den Probestab und das Meßwerk wirkten. Erst als wir die Masse der Taster auf das aus Festigkeitsgründen kleinste zulässige Maß gebracht hatten, ergaben sich einwandfreie Messungen.

gelötet, die nur für eine Strecke von 3 mm durch ein isolierendes Einsatzstück unterbrochen wird. Die Apparatur wird nun so justiert, daß in der Endstellung des Tasters beim Berühren des Probestabes der nicht isolierte untere Kontakt gerade auf dem frei liegenden Stück des Schleifdrahtes zu liegen kommt. Zu diesem Zweck sind beide Gleitbahnen entsprechend der Länge des verwendeten Probestabes ähnlich wie die Taster selbst zu justieren. Für Zwecke der Eichung sind sie mit einer mikrometrischen Verschiebung versehen. Leitet man nun durch das kurze, frei liegende Stück des Konstantandrahtes einen Gleichstrom von konstanter Stromstärke (vgl. Abb. 3), so greift die Kontaktschneide des Reiters in ihrer Endlage ein bestimmtes Potential auf dem Schleifdraht ab, dessen Messung die Lage des Reiters und damit des Tasters in der Endlage bestimmt. Die auf beiden Seiten des Ofens liegenden Schleifdrähte sind durch eine starke Kupferleitung miteinander verbunden und somit hintereinandergeschaltet, sodaß die an den beiden Reitern zu messende Spannungsdifferenz ein Maß für die Länge des Probestabes gibt.

Um das Verfahren für Präzisionsmessungen brauchbar zu gestalten, mußten in leicht ersichtlicher Weise eine Reihe von Maßnahmen getroffen werden, die sich besonders auf die definierte Lage der beiden zur Messung dienenden Schleifdrähte gegeneinander beziehen: Die Schleifdrähte sind beiderseits an einer Basis aus Invarstahl befestigt, die sich unterhalb des Ofens von einer Meßstelle zur andern hin erstreckt. Diese Basis besteht aus einem beiderseits doppelt gekröpften Invarstahlrohr, welches während der Dauer der Messung von einem gleichmäßigen Kühlwasserstrom durchflossen wird. Die Basis ist an einem Ende fest mit dem auf der Grundplatte sitzenden Gestell verbunden (vgl. Abb. 2), so daß Verschiebungen des andern Endes relativ zur Grundplatte ohne Verbiegungen zustande kommen können. An zwei Stellen ist die Basis durch federnd angepreßte Führungsstellen gegen seitliche Verschiebungen gesichert. Besondere Vorsicht und Sorgfalt erforderte die Ausbildung der Reiter mit ihren Schleifkontakten. Ihre bewegte Masse muß gegenüber der Reibungskraft an dem Schleifkontakt möglichst klein gehalten werden. Anderseits muß die absolute Größe dieser Reibungskraft selbst möglichst klein sein; es dürfen auch an der Gleitbahn und dem Kupferbügel, der die Reiter auf die Gleitbahn drückt, beim Vorschieben der Reiter keine merklichen elastischen Deformationen zustande kommen. Bei unzulässig hoher Masse und zu kleiner Reibung könnten die Reiter besonders bei stoßartigem Anlegen der Taster an den Probestab über ihre Endstellung hinausgleiten. Bei zu großer elastischer Deformation des Meßwerkes könnten sie beim Zurückgehen der Taster ebenfalls ein Stück weit folgen. Wir haben alle diese Fehlermöglichkeiten eingehend untersucht und sind bei der jetzt angewendeten Ausführung des Meßwerkes so weit gekommen, daß wir für den rein mechanischen Teil (Anlegen des Tasters an den Probestab, Vorziehen des Reiters durch den Taster und Ablegen auf der Gleitbahn) eine Fehlergrenze angeben können, die sicher kleiner als 1 μ für jeden Taster ist, wahrscheinlich aber kleiner als $^1/_{10}$ dieser

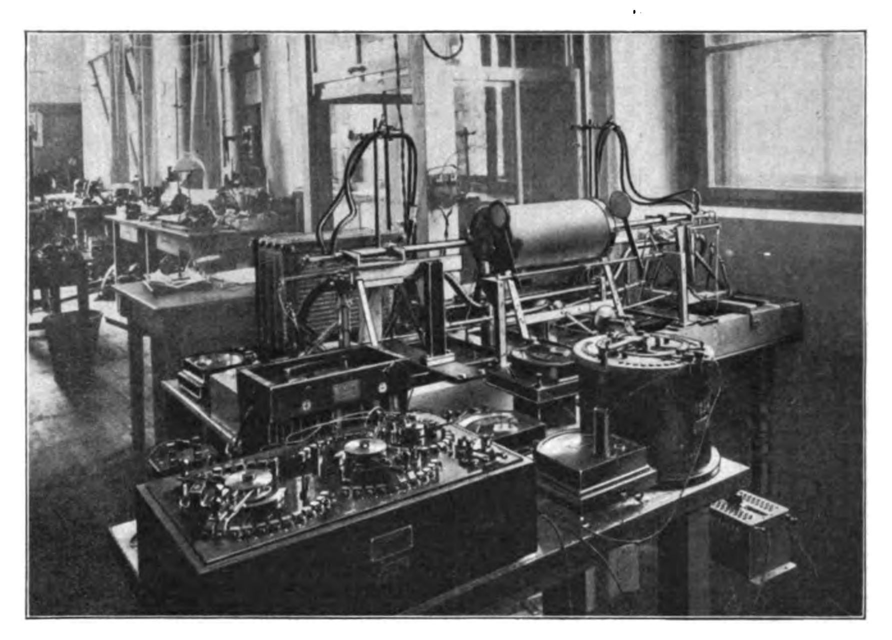


Abb. 4. Gesamtansicht der Meßanordnung

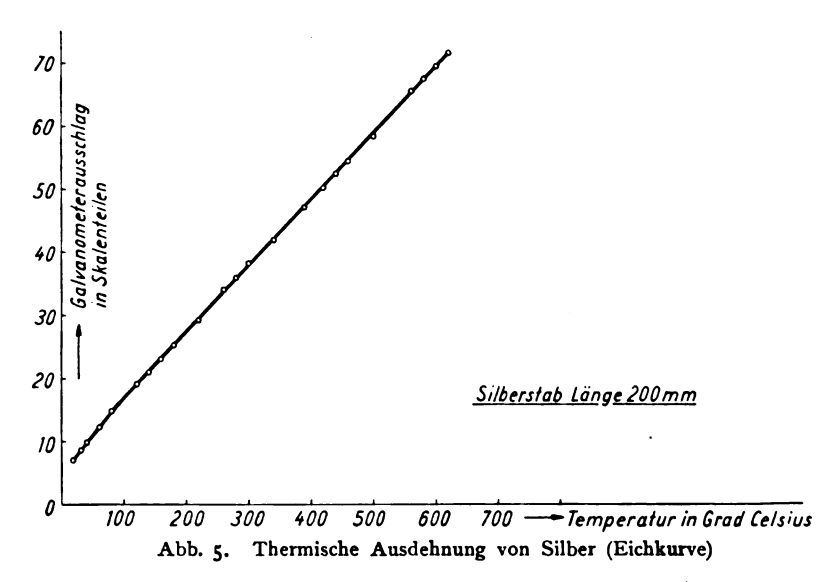


Abb. 5. Thermische Ausdehnung von Silber (Eichkurve)

einem Millivoltmeter geführt oder in bekannter Weise kompensiert. Die Wahl der Empfindlichkeit der elektrischen Messung hängt, wenn man direkt die Skalenausschläge eines Millivoltmeters benutzen will, von der Größe des zu durchmessenden Ausdehnungsintervalls ab. Wir haben bei Schleifdrähten aus Konstantan von 0,3 mm Dicke und einer Belastungsstromstärke von 0,4 Amp. mit einem Zeigerinstrument von $5 \cdot 10^{-5}$ Volt/Skt. eine Empfindlichkeit von etwa 20 μ für einen Skalenteil des Instrumentes benutzt, sodaß man also für 100 Skalenteile des Instrumentes rund 2 mm Längenänderung des Probestabes durchmessen könnte.

Größe. Unter Hinzunahme der Fehlerquellen der elektrischen Messung kann man für jede Gleitbahn den Fehler bis auf etwa 1 μ herabdrücken.[3]) Die an den Schleifkontakten auftretende Spannungsdifferenz wird über die die Reiter niederdrückenden Kupferbügel abgenommen und entweder direkt zu

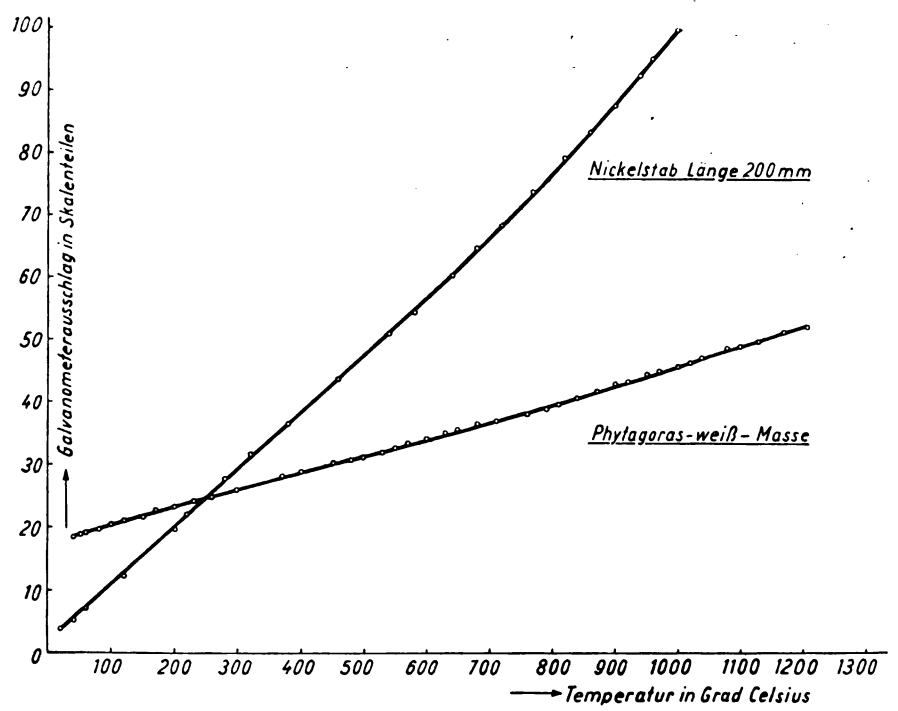


Abb. 6. Thermische Ausdehnung von Nickel und Pythagorasweiß-Masse

[3]) Wir haben diese Art der Längenmessung mittels Schleppzeigers, Schleifkontaktes und Schleifdrahtes im Laufe unserer Arbeiten so schätzen gelernt, daß wir beabsichtigen, sie noch zu verschiedenen andern Zwecken zu benutzen.

Handelt es sich um die Durchmessung kleinerer Intervalle, so kann man die Empfindlichkeit ganz wesentlich steigern durch höhere Belastungsstromstärken und Verwendung empfindlicherer Meßinstrumente. Sehr bequem läßt sich mit einem Spiegelgalvanometer von kurzer Einstellzeit und Kompensator arbeiten.

Die Temperatur des Probekörpers kann durch Einbringen eines Thermoelementes in eine Bohrung des Probekörpers oder bei höheren Temperaturen auf pyrometrischem Wege durch Anvisieren des

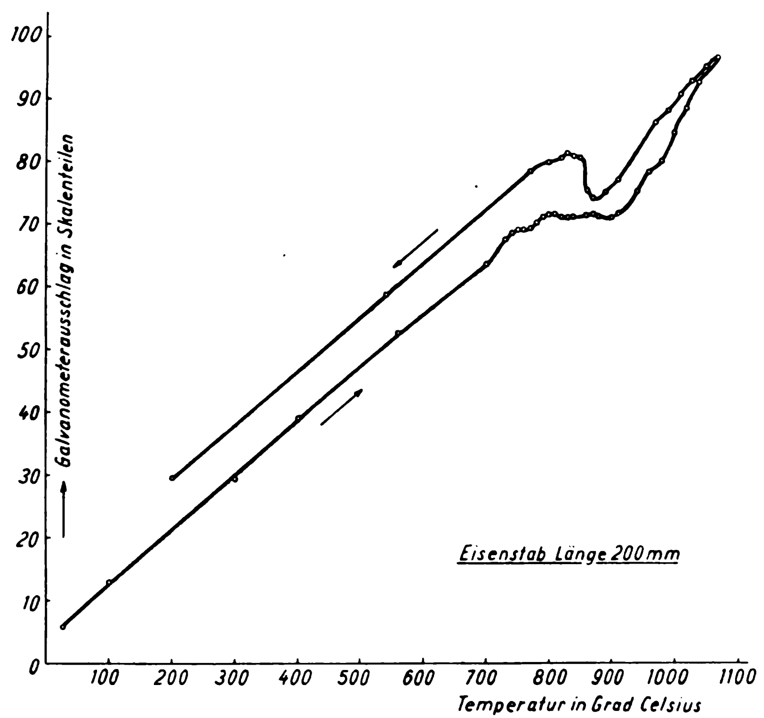


Abb. 7. Thermische Ausdehnung von Eisen

Bodens einer Längsbohrung des Probekörpers gemessen werden. Für die Zwecke der Pyrometrie läßt man dann zweckmäßig in einer der Ofenklappen eine kleine Öffnung frei, damit man auch in den Zeiten zwischen den Tastungen den Temperaturgang verfolgen kann.

Bei unserer Einrichtung war die zum Hereinbewegen des Tasters aus der Ruhelage bis zur Berührung verbrauchte Zeit etwa 1 Sekunde. Die Berührungsdauer des Tasters wurde mittels Oszillographen zu etwa 0,1 Sek. bestimmt.[4]) Die Eichung wird mittels der mikrometrischen Verschiebung (siehe oben) der Schleifdrähte bewerkstelligt, wobei ein auf konstanter Temperatur gehaltener Probestab zwischen den Tastern liegt; sie kann auch durch Messen der thermischen Ausdehnung eines Probestabes von bekanntem Ausdehnungskoeffizienten (Silber) durchgeführt werden. Abb. 4 zeigt die gesamte Versuchsanordnung im Lichtbild. Die Abb. 5—7 zeigen graphische Darstellungen von Meßreihen, die mit der Apparatur erhalten wurden.

[4]) Man kann Bedenken tragen, ob bei der Einführung der Taster in den Ofen nicht eine merkliche Erwärmung der Taster selbst zu Fehlern in der Anzeige führen könnte. Die Taster aus Invarstahlrohr liegen bis auf ein Stück von der Länge von etwa 1 mm innerhalb der wassergekühlten Hülsen. Wie der Aufbau der Hülsen zeigt, strömt das Kühlwasser innerhalb der Hülsen vom kalten bis zum heißen Ende auf der Innenseite einer konaxialen Trennwand vorwärts und vom heißen bis zum kalten Ende zurück außerhalb der Trennwand. Es ist so leicht zu erreichen, daß das Invarrohr auf der Temperatur des einströmenden Kühlwassers bleibt. Etwa durch Strahlung den Hülsen zugeführte Wärme wird durch das außen abfließende Wasser aufgenommen; durch Einbau von Thermoelementen in die Taster, wobei die warme Lötstelle von rückwärts in die Kappe des Tasters eingelötet ist, kann man die Erwärmung des Tasterendes messend verfolgen und sie, wenn das erforderlich ist, zur Korrektur der Tasterlänge verwenden.

Abb. 5 zeigt die Ausdehnungskurve eines Silberstabes von 200 mm Länge bei einer Stromstärke von 0,225 Amp. im Schleifdraht. Mit Rücksicht auf die Oxydation des Silbers wurde in diesem Falle nur bis 620° C gemessen. Diese Kurve wurde zur Eichung der Apparatur verwendet.

Abb. 6 zeigt die Ausdehnung von Nickel bis 1000° C und von der Pythagoras-weiß-Masse der Porzellanmanufaktur W. Haldenwanger, Berlin-Spandau, bis 1206° C. In der Ausdehnungskurve des Flußeisens (Abb. 7) sind von etwa 750° C ab starke Unregelmäßigkeiten in der thermischen Ausdehnung bei der Ac_2-Umwandlung des Eisens zu beobachten. Die Abkühlungskurve verläuft infolge der durch die Oxydation verursachten Verlängerung des Probestabes oberhalb der Anheizkurve. In folgender Tabelle werden die aus obigen Kurven berechneten mittleren Ausdehnungskoeffizienten mit den aus der Literatur bekannten Werten verglichen.

Material	Temperatur-intervall	Mittlerer Ausdehnungskoeffizient Gerdien u. Jubitz	P.T.R. bzw. Haldenwanger
Nickel	20—1000° C	$16{,}76 \cdot 10^{-6}$	$16{,}71 \cdot 10^{-6}$
Flußeisen . .	20— 720° C	15,12 „	15,28 „
Pythagorasmasse . . .	40—1006° C	5,68 „	5,82 „

Wir behalten uns vor, in einer späteren Mitteilung weitere Meßresultate, vor allem für hohe Temperaturen, zu bringen.

Zusammenfassung

Ein Apparat zur Messung der thermischen Ausdehnung wird beschrieben, welcher für Messungen bis zur sehr hohen Temperaturen geeignet ist und sich einer intermittierenden Tasteinrichtung mittels wassergekühlter Taster bedient, deren Endlage jedes Mal auf elektrischem Wege bestimmt ist.

(Eingegangen am 15. September 1929)

Wärmeleitfähigkeitsmessung nach einer für hohe Temperaturen geeigneten Variation der Kohlrauschschen Methode

Von R. Holm, Siemensstadt

(Nach einer Untersuchung zusammen mit R. Störmer)

Inhalt: Beschreibung der Methode. Messungen an Platin. Kontrolle der Holmschen Kontakttheorie.

Dieser Vortrag soll über eine Variation der Kohlrausch-Diesselhorst-Meissnerschen Methode berichten, die sich für Messungen der Wärmeleitfähigkeit von Metallen bei hohen Temperaturen eignet; und daran anschließend über eine Kontrolle meiner Kontakttheorie berichten, welche in der vorjährigen Sitzung das Thema eines Vortrages bildete.

Wir gehen vom Problem des durch einen elektrischen Strom erwärmten metallischen Probekörpers aus, aber nicht in vollster Allgemeinheit, sondern wir machen von vornherein die folgenden vereinfachenden Voraussetzungen:

1. Der Probekörper sei symmetrisch mit Bezug auf seine Mittelebene.

2. Er soll zwei symmetrisch gelegene Äquipotentialflächen haben, sie mögen Endflächen heißen, und die Potentialdifferenz V Volt haben, und beide seien auf der Temperatur t gehalten.

3. Die Wärmeableitung vom Probekörper soll nur durch diese Endflächen erfolgen; mit anderen Worten: Die seitlichen Wärmeverluste durch Leitung und Strahlung müssen vernachlässigbar klein sein.

Unter diesen Voraussetzungen hat man von vornherein zu erwarten, daß die mathematische Behandlung des definierten Leitungsproblems zu einer Beziehung zwischen den hier notierten Größen führt, nämlich:

t die Temperatur der Endflächen.
$t+u$ die Temperatur der Mittelebene.
V die Spannungsdifferenz zwischen den Endflächen in Volt.
ϱ der spezifische elektrische Widerstand, Ohm·cm.
k die zu bestimmende Wärmeleitfähigkeit, Watt · cm^{-1} · Grad^{-1}; und schließlich die Gestalt des Probekörpers.

Es ist ein überraschendes Resultat der Berechnung, daß zufolge der Voraussetzung 3 die Gestalt aus der Beziehung wegfällt. Den Beweis dafür haben zuerst Diesselhorst[1]), später in anderer Weise, leider ohne Diesselhorsts Arbeit zu kennen, ich selbst gegeben.[2]) Die betreffende Beziehung erhält eine einfache mathematische Form:

$$\int_t^{t+u} k\varrho \cdot du = \frac{1}{8} V^2. \qquad (1)$$

Eine Gleichung, die schon Fr. Kohlrausch spez. für die Stabform des Probekörpers hergeleitet hat.[3])

Eine weitere wichtige Gleichung aus der Theorie bezieht sich auf den Widerstand R des Probekörpers, welcher definiert ist als

$$R = \frac{V}{J} \quad (J = \text{Stromstärke}).$$

Diese zweite Beziehung lautet in durch Annäherung vereinfachter Form, so wie sie schon von Meissner[4]) hergeleitet worden ist:

$$\frac{R}{R_0} = 1 + \frac{2}{3}\alpha u, \qquad (2)$$

wo R der Widerstand bei der Übertemperatur u in der Mittelebene, R_0 der Widerstand ohne merkliche Übertemperatur, d. h. bei ganz kleinem Strom bedeuten, und wo

$$\alpha = \frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho}{du} \quad \text{ist.}$$

Die Gl. (2) bestimmt zunächst R/R_0 als Funktion von der Übertemperatur u, aber mit Hilfe von der Gl. (1) kann man weiter von der u-Skala zu einer V-Skala übergehen, so daß man R/R_0 als Funktion von V erhält. Wenn man so schließlich R als Funktion von V^2 in ein Diagramm einträgt, so erhält man eine Charakteristik wie in der Abb. 1. Die Form einer solchen Charakteristik hängt nur von den Funktionen k und ϱ, also nur von Materialeigenschaften ab.

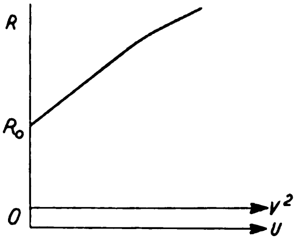


Abb. 1. Charakteristik

Auf diese theoretischen Kenntnisse ist eine Methode, um k zu bestimmen, gegründet worden. Sie ergibt sich jetzt unmittelbar. ϱ und damit α ist verhältnismäßig leicht zu messen. Diese Größen seien schon bekannt. Dann bestimmt man durch Messung eine Charakteristik bei der erwünschten

[1]) H. Diesselhorst, Ann. d. Phys. 1 (1900), 312.
[2]) R. Holm, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern VII, 2 (1929), 217.
[3]) F. Kohlrausch, Ann. d. Phys. 1 (1900), 138.
[4]) W. Meissner, Ann. d. Phys. 47 (1915), 1001, spez. 1009.

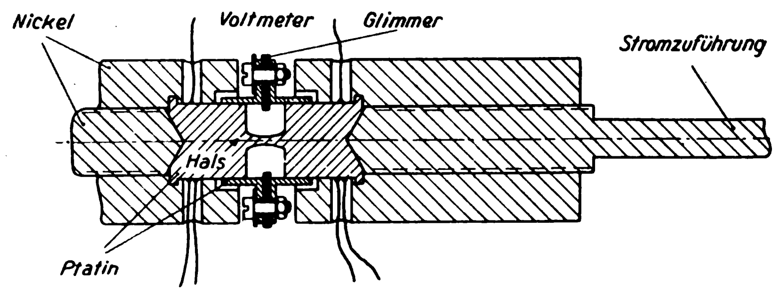


Abb. 2. Form des Probestückes

fälschen, und zwar bei der Ausgangstemperatur $t = 1000^0$. Bei niedrigerem t war die Störung noch kleiner. Die zu messenden Widerstände waren von der Größenordnung 0,001 Ohm.

Der Hals ist natürlich ein zerbrechliches, empfindliches Gebilde; er darf keine Risse haben, welche undefinierte Kontaktstellen bilden. Zu seinem Schutze verwendeten wir eine in der Abb. 2 veranschaulichte Anordnung. Die beiden Teilzylinder sind durch miteinander verschraubte Schellen gehalten, und diese Schellen sind dabei mittels Glimmer voneinander isoliert. Wichtig ist, daß die Schellen hier etwas federn, so daß der Hals, da er wärmer als die Umgebung wird und sich ausdehnt, mechanisch nicht zu stark beansprucht wird.

Das typische der geschilderten Methode ist die Verwendung der Charakteristik und auch die Form des Probekörpers.

Das Meßresultat ist aus der Tabelle 1 ersichtlich:

Tabelle 1

$t_0 = 20^0$	412^0	725^0	1020^0C
$10^5 \varrho = 1{,}065$	2,490	3,501	4,361 Ohm/cm
	unsicher auf etwa $2\,^0/_{00}$		
$k = 0{,}701$	0,776	0,836	0,897 $\frac{\text{Watt}}{\text{cm/Grad}}$
	unsicher auf		
0,7	1,2	1,2	2 $^0/_0$.

Grundtemperatur t. Damit sind schon die nötigen Daten vorhanden, um k mit Hilfe der gegebenen Gleichungen für die Temperatur t zu berechnen. Zum Ausrechnen von k ergibt sich die Formel[5]):

$$k = \frac{R_0}{12} \cdot \frac{u}{\varrho} \cdot \frac{d(V^2)}{dR}. \qquad (3)$$

Es bedeutet ein Plus für die Sicherheit der Methode, daß die Charakteristik durch eine einfache Korrektion sich so deformieren läßt, daß sie sehr genau gradlinig anfängt[6]), wonach die Größe $d(V^2)/dR$ an der R-Achse, d. h. für die Temperatur t sich einfach und genau als die Neigung der Geraden bestimmen läßt.

R_0 selbst wird am genauesten als Fußpunkt des durch die sonstigen korrigierten Beobachtungspunkte gezogenen graden Beginns der Charakteristik bestimmt.

Es ist zu bemerken, daß die Größe $d(V^2)/dR$ in der angegebenen Weise exakt ohne Störung infolge der hinter der Gleichung (2) steckenden Annäherung bestimmt wird.

Bei niedrigen Temperaturen kann man mit langen stabförmigen Probestücken arbeiten, aber bei hohen Temperaturen t müssen die Dimensionen des Stabes klein gewählt werden, damit die seitlichen Wärmeverluste klein genug gehalten werden können, so wie es die Voraussetzung 3 verlangt. Man kommt zu der von uns verwendeten Probekörperform, welche durch die Abb. 2 veranschaulicht ist. Der Probekörper besteht demnach im wesentlichen aus zwei vermittelst eines dünnen Halses verbundenen Zylindern, alles aus einem Guß. An die Zylinder kann man, wie auf der Abb. 2 veranschaulicht, weitere Metallmassen zur Vergrößerung der Wärmekapazität befestigen.

Bei dem abgebildeten Apparat konnten, wie die Berechnungen zeigten, die seitlichen Wärmeverluste infolge Strahlung und Leitung durch das umgebende Gas die k-Messung höchstens um $1\,^0/_0$

[5]) Man differenziert (1) und (2) mit Bezug auf u und eliminiert du.

[6]) Vergleiche die vollständige Veröffentlichung in den Wiss. Veröffentlichungen aus dem Siemenskonzern.

Diese Messungen sollen jetzt zu einer Prüfung meiner Kontakttheorie verwendet werden. Nach dieser Theorie ist es nicht allzu schwer, zwischen Edelmetallstücken einen reinen metallischen Kontakt zu erhalten, und dessen Kennzeichen ist, daß die Leitung rein metallisch ist, so daß der Kontakt eine Charakteristik nach Abb. 1 haben muß, genau wie ein zusammenhängender metallischer Körper. Es liegt nun nahe, eine Kontaktcharakteristik mit einer Charakteristik unseres Prüfkörpers zu vergleichen Das geht aber nur innerhalb eines recht niedrigen u-Gebietes, weil der Prüfkörper für großes u sehr große Stromstärken verlangt, und man die Temperatur t nicht mehr konstant halten kann. Wir haben darum für große u-Werte die ideale Charakteristik auf Grund unserer Messung von ϱ und k berechnet. Den Vergleich mit der Charakteristik der Kontakte zeigt die Tabelle 2.

Die Abweichungen liegen durchaus innerhalb der Fehlergrenzen.

Diese Tabelle hat den Vorzug vor anderen, die ich früher veröffentlicht habe, daß hier alle zugehörigen Daten an demselben Material be-

Tabelle 2

V	=	0	0,126	0,209	0,286	0,362
u	=	0	200^0	400^0	600^0	800^0
R/R_0	ideal	1	1,425	1,865	2,273	2,654
R/R_0	kontakt	1	1,39	1,84	2,23	2,61
		1	1,42	1,86	2,33	—

stimmt worden sind, während früher einige Daten aus Tabellenwerken genommen werden mußten.[7])

Eine andere Art Kontaktprüfung bestand darin, daß kreuzgelegte Platinstäbe gegeneinander gepreßt wurden, so daß mikroskopisch bestimmbare Eindrücke entstanden. Der dabei gemessene Kontaktwiderstand ließ sich auf etwa 1 % genau als Ausbreitungswiderstand von der Eindruckfläche aus berechnen. Dieses Resultat, sowie die Tabelle 2, motivieren die Behauptung:

Wenn es überhaupt einen besonderen Übergangswiderstand zwischen reinen Platinflächen gibt, so beträgt er höchstens 2 % vom Ausbreitungswiderstand bei den hier in Frage kommenden Kontaktdrucken.

Ausführliche Berichte über die hier beschriebene Methode, sowie über die Messungen an Kontakten erscheinen demnächst in den Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern.

Zusammenfassung

1. Kurze Beschreibung der Methode, nach welcher die Wärmeleitfähigkeit der Platinprobe bis zu etwa 1000^0 gemessen wurde, siehe Tabelle 1.

2. Mit demselben Platin wurden Kontaktmessungen vorgenommen, welche das Vorhandensein rein metallischer Kontakte ergeben.

[7]) Vergleiche E. und R. Holm, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern, Bd. VII, **2** (1929), spez. S. 278 und dort die Note 4.

(Eingegangen am 2. November 1929)

Die Wärmeleitfähigkeit von Eis zwischen 0 und -125^0

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt)

Von M. Jakob und S. Erk[1])
(Vorgetragen von S. Erk)

Inhalt: Beschreibung des Versuchsverfahrens. Beobachtung eines Temperatursprunges zwischen zusammengefrorenen Eis- und Kupferplatten. Mitteilung der Versuchsergebnisse.

Die Messung der Wärmeleitzahl von Eis wurde in Angriff genommen, einerseits um diese für viele Vorgänge in der Natur und Technik wichtige Größe, die bisher nur sehr unsicher bekannt war, genauer zu bestimmen und auch ihre Temperaturabhängigkeit zuverfolgen, andererseits um Aufschluß über die Wärmeleitzahl eines Stoffes im festen Zustand zu gewinnen, der von einem von uns[2]) im flüssigen Zustand bereits eingehend untersucht war.

Die Versuche wurden mit einem bereits an anderer Stelle[3]) beschriebenen Apparat nach dem Plattenverfahren für stationäre Wärmeströmung ausgeführt. Die Versuchsplatten waren zwischen zwei Kupferplatten eingefroren, die von oben durch einen elektrischen Heizkörper erwärmt, von unten mit flüssiger Luft gekühlt wurden. Der Wärmeaustausch mit der Umgebung wurde durch ein über den ganzen Apparat gestülptes Vakuummantelgefäß stark verringert und bei der Auswertung rechnerisch berücksichtigt. Gemessen wurden die Dicke l und der Flächeninhalt F der Versuchsplatte, der in ihr bestehende Temperaturabfall $t_1 - t_2$, sowie die in der Zeiteinheit von dem elektrischen Heizkörper abgegebene Wärmemenge Q. Daraus erhielt man unter Berücksichtigung der aus der Umgebung zuströmenden Wärmemenge Z die Wärmeleitzahl

$$\lambda = \frac{l \cdot (Q + Z)}{F \cdot (t_1 - t_2)} \qquad (1)$$

Die ersten Versuchsplatten stellten wir in dem Apparat selbst her, indem wir zwischen die durch Glasplättchen auseinandergehaltenen Kupferplatten Wasser einfüllten und dieses zum Gefrieren brachten. Später schnitten wir aus handelsüblichen Eisstangen möglichst blasenfreie Versuchsplatten heraus, schmolzen die Kupferplatten auf und ließen sie dann festfrieren. Diese Platten hielten wir bis zu 12 Tagen gefroren in unserer Versuchseinrichtung.

[1]) Die Arbeit wird ausführlich in der Zeitschr. f. d. ges. Kälteind. veröffentlicht.

[2]) M. Jakob, Ann. d. Phys. (4) **63** (1920), 537.

[3]) M. Jakob, Zeitschr d. Ver. d. Ing. **66** (1922), 688.

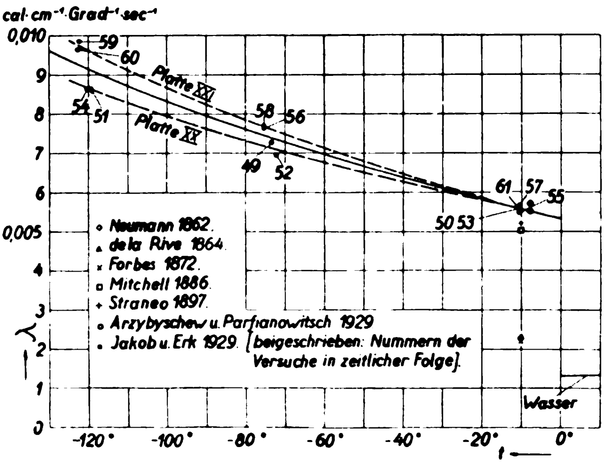


Abb. 1. Wärmeleitzahl von Eis zwischen 0^0 und -125^0

Vorversuche, bei denen für $t_1 - t_2$ in Gleichung (1) der Temperaturunterschied zwischen den Kupferplatten eingesetzt wurde, ergaben einen unerwarteten Verlauf der Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur, der nur durch einen Sprung der Wärmeleitzahl infolge eines Umwandlungspunktes oder durch einen Temperatursprung an den Gefrierflächen erklärt werden konnte. Nachdem Messungen der Wärmedehnung[4]) des Eises zwischen 0 und -253^0 die erste Erklärung nicht bestätigt hatten, weitere Vorversuche mit verschieden dicken Eisplatten dagegen für einen Temperatursprung sprachen, wurde dieser schließlich mit Thermoelementen, die nahe den Oberflächen in die Eisplatten eingefroren waren, gemessen und festgestellt, daß er mit sinkender Temperatur stark zunimmt. Der Temperatursprung könnte durch Verwerfungen infolge der verschieden großen Wärmedehnung von Eis und Kupfer oder durch Adsorptionserscheinungen in der Grenzschicht Eis–Kupfer erklärt werden. Ein abschließendes Urteil erfordert noch weitere Versuche.

[4]) M. Jakob und S. Erk, Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie **35** (1928), 125.

Mit Hilfe von 6 oder 8 eingefrorenen Thermoelementen konnten wir ferner feststellen, daß der Temperatursprung nicht überall gleich groß war, sondern meistens in der Mitte größer als am Rande, und daß aus diesem Grunde die Isothermenflächen innerhalb der Versuchsplatte nicht eben, sondern gekrümmt verliefen. Diese Krümmung wurde bei der Berechnung der in Abb. 1 zusammengestellten Versuchsergebnisse mittels eines einfachen graphischen Verfahrens berücksichtigt. Die Wärmeleitzahl des Eises steigt mit sinkender Temperatur, wie man bei einem kristallinen Körper von vornherein erwarten mußte und zwar von 0,00533 [$\text{cal} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Grad}^{-1}$] bei 0^0 auf den 1,8 fachen Wert bei -130^0.

Bei 0^0 springt λ beim Gefrieren auf das Vierfache der Wärmeleitzahl von Wasser. Bei -10^0 dürften unsere Messungen auf etwa $\pm 2\,^0/_0$ genau sein. Mit sinkender Temperatur weichen die Meßpunkte stärker von der in Abb. 1 gezeichneten mittleren Kurve ab, was zum Teil auf geringere Meßgenauigkeit, zum Teil aber auch auf Unterschiede der Platten in kristallinen Aufbau zurückzuführen sein dürfte.

4. Abteilung: Optik

Zur Abbildung des Raumes durch optische Instrumente

Von W. Merté, Jena

Inhalt: Analytische Untersuchung des Astigmatismus bei Abbildung von Raumteilen.

Unsere Betrachtungen über die Abbildung des Raumes durch optische Instrumente sollen sich auf Abbildungen durch drehungssymmetrische Flächenfolgen, die also eine optische Achse haben, beschränken und ferner nur Abbildungen vermittelst enger Bündel umfassen. Die Einschränkung auf zentrierte Flächenfolgen ist nicht wesentlich, da ja bei weitem die meisten optischen Werkzeuge achsensymmetrisch gebaut sind, aber auch die Voraussetzung enger abbildender Bündel, die ja als die Träger der Abbildungen durch Brillen, Lupen, Okulare usw. betrachtet zu werden pflegen, schränkt den Wert unserer Betrachtungen nicht nur auf die eben genannten optischen Systeme ein, sondern sie bleiben auch von Belang für Abbildungen vermittelst weit geöffneter Bündel, wie z. B. aus der Theorie der modernen, lichtstarken photographischen Objektive bekannt ist.

Mit der Voraussetzung der Achsensymmetrie läßt sich für jedes Bündel ein Hauptstrahl angeben, der in einem Meridianschnitt[1]) verläuft, und es werde der Einfachheit halber weiter angenommen, daß sämtliche Hauptstrahlen irgendwo durch einen gemeinsamen Achsenpunkt, also etwa durch einen Blendenmittelpunkt, gehen. Dann kann die Abbildung des Raumes durch enge Bündel gewissermaßen in zwei Abbildungsvorgänge zerlegt werden, einmal in die Abbildung des Normalensystems der Hauptstrahlen des Dingraumes in das des Bildraumes und dann in die Abbildung der einzelnen Punkte eines dingseitigen Hauptstrahles in die Bildpunkte auf dem zugehörigen Hauptstrahle im Bildraum. Die Abbildung des Hauptstrahlenbündels ist bekannt; die Kaustik und die Wellenflächenschar der bildseitigen Hauptstrahlen habe ich analytisch in der Zeitschrift für Physik 1925 in dem Aufsatz „Über die Kaustik axialer Dingpunkte" bestimmt.

Die Aufsuchung der sagittalen und tangentialen Bildpunkte kann man nun durch folgende Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} S_k' &= -\frac{f_s^2}{S_1 - S_f} + S_f' \\ T_k' &= -\frac{f_t^2}{T_1 - T_f} + T_f' \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

durchführen. Darin sind:

$$f_s = \left(\frac{S_1' \cdot S_2' \ldots S_k'}{S_2 \cdot S_3 \ldots S_k}\right)_{S_1 = \infty},$$

[1]) Die nachfolgenden Betrachtungen gelten allgemein für alle Abbildungen durch enge Bündel, bei denen die Hauptstrahlen beim Durchschreiten der Flächenfolge immer in derselben Ebene bleiben.

$$f_t = \frac{\cos i_1 \cdot \cos i_2 \ldots \cos i_k}{\cos i_1' \cdot \cos i_2' \ldots \cos i_k'} \cdot \left(\frac{T_1' \cdot T'_2 \ldots T_k'}{T_2 \cdot T_3 \ldots T_k} \right)_{T_1 = \infty} .$$

S_f bzw. S_f' = die Schnittweiten der sagittalen ding- bzw. bildseitigen Brennpunkte,

T_f bzw. T_f' = die Schnittweiten der tangentialen ding- bzw. bildseitigen Brennpunkte,

$S_1 = T_1$ = die sagittale od. tangentiale Schnittweite des aberrationsfreien Dingpunktes,

S_k' bzw. T_k' = die sagittale bzw. tangentiale Schnittweite der beiden Bildpunkte, die von einer ausgerichteten, aus k Flächen bestehenden Folge vom Dingpunkt entworfen werden.

Die Abbildung der Punkte eines Hauptstrahles durch enge Bündel ist also ausschließlich von der Lage seiner tangentialen und sagittalen Brennpunkte im Ding- und Bildraum und von der Größe seiner sagittalen und tangentialen Brennweite abhängig. Analog der Abbildung im achsennahen Raum bezeichnet man daher zweckmäßig S_f, S_f', T_f, T_f', f_s, f_t als die Grundwerte der Abbildung auf dem Hauptstrahle.

Führt man die unabhängige Variable $x = S_1 = T_1$ ein und setzt $y = T_k' - S_k'$, so gibt demnach y den Astigmatismus für jeden beliebigen Punkt x des Hauptstrahles im Dingraum. Damit kann man für sämtliche optische, drehungssymmetrische Systeme die Güte der durch enge Bündel bewirkten Abbildung irgendeines Punktes, einer Linie, Fläche oder eines Raumteiles bestimmen. Die Kurve $y = T_k' - S_k'$ ist als solche 3. Grades natürlich wohl bekannt, in unserer Schreibweise aber außerdem in einfachster Weise geometrisch-optisch zu interpretieren und damit auch ganz allgemein unser Abbildungsproblem gelöst. Die Kurve hat, von Sonderfällen abgesehen, Extrema und unendlich ferne Punkte, woraus erhellt, daß das oft geübte Verfahren der Praxis, durch Stichproben für einige Dingentfernungen die Abbildung zu untersuchen und sich gewissermaßen durch Interpolation einen Überblick über die Abbildung ganzer Raumteile zu verschaffen, nicht immer zulässig ist.

Die analytische Formulierung dieses Problems ist natürlich frei von einem solchen Einwand. Sie ist von H. Scheffler in seiner Dissertation „Beiträge zur Kenntnis des Astigmatismus von Linsen", die in der Zeitschrift für die gesamten Naturwissenschaften **78** (1905/06), 225—295 abgedruckt ist, unternommen worden, allerdings nicht allgemein, sondern nur für unendlich dünne Linsen. Die allgemeine analytische Lösung, d. h. für beliebige zentrierte Flächenfolgen, ist mit dem dort benutzten Formelapparat, wie Scheffler selbst angibt, nicht möglich.

In der Zeitschrift für Physik habe ich 1920 in der Arbeit „Über die Abhängigkeit des Astigmatismus und der Bildfeldwölbungen von der Dingweite" einen Ansatz angegeben, der die vorliegende Frage allgemein gültig zu lösen gestattet. Dort steht auch bereits eine Gleichung 3. Grades für den Verlauf des Astigmatismus, allerdings in einer etwas anderen Form, so daß man aus ihr nicht so einfach Ergebnisse herauslesen kann wie wir das nunmehr tun werden.

Eine schematische Kurve des Verlaufs des Astigmatismus zeigt Abb. 1.

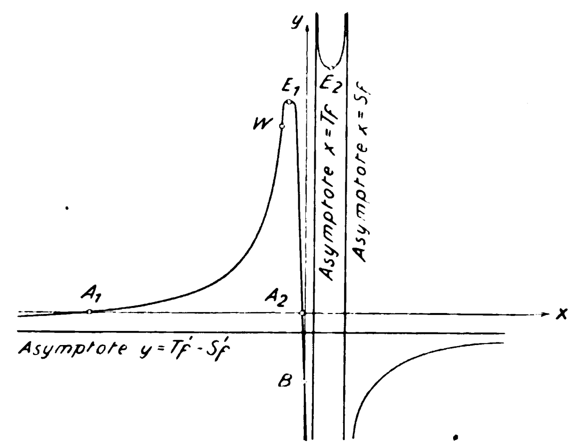


Abb. 1. Kurve des Verlaufes des Astigmatismus

Die Kurvengleichung lautet in extenso:

$$y = -\frac{f_t^2}{x - T_f} + \frac{f_s^2}{x - S_f} + T_f' - S_f' . \qquad (2)$$

Dazu gehören als 1. Ableitung:

$$y' = \frac{f_t^2}{(x - T_f)^2} - \frac{f_s^2}{(x - S_f)^2} \qquad (3)$$

und als 2. Ableitung:

$$y'' = -\frac{2 f_t^2}{(x - T_f)^3} + \frac{2 f_s^2}{(x - S_f)^3} . \qquad (4)$$

Mit diesen Gleichungen erhält man leicht und übersichtlich Auskunft über die Art und die Möglichkeit der Abbildung eines Hauptstrahles und mit einer für die Praxis genügenden Genauigkeit auch für sämtliche Strahlen des Bildfeldes, wenn unsere Betrachtungen auf etwa 2—3 geeignet ausgewählte Hauptstrahlen innerhalb dieses Bildfeldes erstreckt werden. Wir lesen aus den Gleichungen (2) bis (4) unmittelbar folgende Ergebnisse ab:

1. Die Art der Kurve (2) ist unabhängig von der Abbildung des unendlich fernen Dingpunktes. Diese selbst wird gekennzeichnet durch die Differenz $T_f' - S_f'$. Deren Änderung bewirkt nur eine Parallelverschiebung der Kurve (2) in Richtung der y-Achse. Hieraus ist z. B. ersichtlich, daß die häufige Übung, optische Instrumente im umgekehrten Strahlengang auf die Güte ihrer Abbildung zu

prüfen, nicht ohne weiteres zulässig ist, und zwar schon bei eng abgeblendetem Instrument nicht.

Weiter lesen wir ab:

2. Die Kurve (2) hat eine Asymptote parallel zur X-Achse; die Gleichung dieser Geraden ist:

$$y = T_f' - S_f' . \tag{5}$$

3. Die Kurve (2) hat ein Asymptotenpaar parallel zur Y-Achse; die Gleichungen dieser Geraden sind:

$$x = S_f \tag{6}$$

und

$$x = T_f . \tag{7}$$

4. Die Dingpunkte x, die genau abgebildet werden, findet man, indem die linke Seite der Gleichung (2) durch Null ersetzt wird. Nach wenigen Umformungen folgt dann aus (2):

$$x = \frac{\tau - \sigma + S_f T_f' - T_f S_f' \pm \sqrt{R}}{2\,(T_f' - S_f')} , \tag{8}$$

worin zur Abkürzung:

$$R = (\tau - \sigma + S_f T_f' - T_f S_f')^2 - 4(T_f' - S_f')(\tau S_f - \sigma T_f) ,$$

$$S_f S_f' + f_s^2 = \sigma ,$$

und

$$T_f T_f' + f_t^2 = \tau$$

gesetzt ist. Es gibt demnach, wie bekannt, im allgemeinen zwei Dingpunkte, die fehlerfrei abgebildet werden.

5. Die Y-Achse wird nur einmal von der Kurve (2) geschnitten, nämlich in dem Punkte:

$$\left. \begin{aligned} x &= 0 \\ y &= \frac{\tau}{T_f} - \frac{\sigma}{S_f} . \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

Der tangentiale und sagittale Bildpunkt des Schnittes des Hauptstrahles mit der ersten Fläche der Folge liegen also um die Strecke $\frac{\tau}{T_f} - \frac{\sigma}{S_f}$ voneinander entfernt.

6. Extremwerte des Astigmatismus können für $y' = 0$ vorkommen; das führt unter Berücksichtigung nur endlicher Werte von x nach (3) auf:

$$x = \frac{T_f f_s - S_f f_t}{f_s - f_t} \tag{10}$$

und auf:

$$x = \frac{T_f f_s + S_f f_t}{f_s + f_t} \tag{11}$$

Im allgemeinen nimmt also der Astigmatismus zweimal Extremwerte an, von denen der zum Dingpunkt (10) gehörige:

$$y = \frac{(f_t - f_s)^2}{T_f - S_f} + T_f' - S_f' \tag{12}$$

ist und der zum Dingpunkt (11) gehörige

$$y = \frac{(f_t + f_s)^2}{T_f - S_f} + T_f' - S_f' . \tag{13}$$

Als weiteren extremalen Wert kann man $y = T_f' - S_f'$ betrachten, der für den unendlich fernen Dingpunkt erreicht wird.

7. Wendepunkte der Kurve des Astigmatismus verlangen $y'' = 0$.

Werden wieder nur endliche Werte von x beachtet, findet man nach (4) nur eine reelle Wurzel dieser Gleichung, nämlich:

$$x = \frac{S_f \sqrt[3]{f_t^2} - T_f \sqrt[3]{f_s^2}}{\sqrt[3]{f_t^2} - \sqrt[3]{f_s^2}} . \tag{14}$$

Die Kurve des Astigmatismus hat demnach im Endlichen im allgemeinen einen und nur einen reellen Wendepunkt.

Durch Spezialisierungen der Grundwerte kann man besondere Kurven des Verlaufs des Astigmatismus und entsprechend besondere Abbildungen des Hauptstrahles erhalten. Wird z. B. $T_f = S_f$, so wird unsere Kurve zur Hyperbel, wird weiter noch $f_s^2 = f_t^2$, so entartet sie in eine Gerade, nämlich in die Asymptote, $y = T_f' - S_f'$ und wird schließlich auch noch $T_f' = S_f'$, so geht diese Gerade in die x-Achse über, der Hauptstrahl würde also in letzterem Falle in seiner ganzen Ausdehnung exakt abgebildet. Als triviales Beispiel für eine derartige Abbildung gilt die optische Achse. Meine Untersuchungen haben aber zu tatsächlich physikalisch zu verwirklichenden Linsenfolgen geführt, bei denen Hauptstrahlen, die nicht auf sämtliche brechende oder spiegelnde Flächen senkrecht auftreffen, in ihrer ganzen Ausdehnung genau abgebildet werden.

Flächenfolgen, bei denen für geneigte Hauptstrahlen die Gleichungen $T_f = S_f$, $T_f' = S_f'$, $f_s^2 = f_t^2$ genau oder auch annähernd erfüllt sind, möchte ich als Raum-Anastigmate bezeichnen. Die Anastigmate der photographischen Optik z. B. sind in der Regel nur Flächen-Anastigmate.

Beachtet man, daß natürlich auch der Achsenpunkt des dingseitigen, in seiner ganzen Ausdehnung genau abgebildeten Hauptstrahles einen einzigen Bildpunkt hat, so ergibt sich, daß die Kaustik des endlichen Strahlenbündels mit jenem Achsenpunkt als Mitte im Bildraume die optische Achse schneiden muß. Es läßt sich demnach der Satz aussprechen:

Eine Flächenfolge kann dann und nur dann ein Raum-Anastigmat sein, wenn die Abbildung des im Dingraume gelegenen Achsenpunktes des genau abgebildeten Hauptstrahles in den Bildraum sphärisch korrigiert ist. Unter sphärischer Korrektion ist in dem eben ausgesprochenen Satze nicht nur der Fall verstanden, daß ein Strahl endlicher Ein-

fallshöhe durch den Gauss'schen Bildpunkt geht, sondern auch schon dann soll von sphärischer Korrektion gesprochen werden können, wenn die Kurve der sphärischen Aberrationen für eine endliche Einfallshöhe einen extremen Wert hat.

Die praktische Bedeutung der Raum-Anastigmate ist zweifach, einmal ist durch sie natürlich eine gute Abbildung von ausgedehnten Raumteilen möglich, es könnten also z. B. den akkommodierenden Augen optische Flächenanordnungen dargeboten werden, die für jede Gegenstandsentfernung Bilder von bester Schärfe geben, und dann sind die Raum-Anastigmate oft auch die besseren Flächen-Anastigmate, da die Zwischenhauptstrahlen, für die der Astigmatismus nicht völlig gehoben ist, beim Raum-Anastigmaten besonders kleine astigmatische Zonen zu haben pflegen.

Daher lassen sich bei allen drehungssymmetrischen optischen Werkzeugen, bei denen es auf gute Abbildung eines mehr oder weniger ausgedehnten Bildfeldes, das räumlich oder flächenhaft sei, ankommt, die eben kurz skizzierten Entwicklungen verwenden, also z. B. bei Brillengläsern, photographischen Objektiven, Lupen, Okularen u. a.

Genau so wie hier der Astigmatismus analytisch dargestellt wurde, läßt sich die analytische Formulierung der beiden Bildkrümmungen durchführen. Die entstehenden Gleichungen entsprechen in der Form vollkommen der des Astigmatismus, nur haben natürlich die Koeffizienten andere Bedeutung.

Bei den Untersuchungen der rechnenden Optik wird es nicht immer auf die absoluten Fehlerbeträge des Astigmatismus oder der Bildkrümmungen ankommen, sondern sehr wohl auch noch auf die Lage des Bildes, um die Bedeutung dieser Fehlerbeträge richtig zu werten.

Ein Beispiel hierfür ist die Übung in der Brillenkunde, die astigmatische Differenz nicht in Millimetern oder einer anderen Längeneinheit auszudrücken, also etwa als Differenz der Bildschnittweiten, sondern vielmehr als Differenz der in Dioptrien ausgedrückten Bildschnittweiten. Die analytische Darstellung des Astigmatismus ist dann nicht mehr ganz so einfach wie in unserer Gleichung (2) möglich, aber alle diese Probleme lassen sich letzten Endes immer durch eine Gleichung von der Form $y = \frac{a\,x^2 + b\,x + c}{a'\,x^2 + b'\,x + c'}$ ohne erhebliche Schwierigkeiten behandeln.

Um Ihre Zeit nicht länger zu beanspruchen, breche ich hier ab. In einer demnächst in der Zeitschrift für Physik erscheinenden Arbeit „Beiträge zur Abbildung des Raumes durch enge Bündel" bin ich auf die hier angeschnittenen Fragen noch etwas ausführlicher eingegangen. Interessenten finden dort auch Kurven für eine Reihe einfacher Flächenfolgen und für photographische Objektive.

Zusammenfassung

Die analytische Untersuchung des Astigmatismus bei Abbildung von Raumteilen läßt sich durch eine Kurve 3. Grades führen. Deren Diskussion ist restlos möglich und damit ist auch die Abbildung des Raumes durch enge Bündel vermittelst drehungssymmetrischer Flächenfolgen erschöpfend darzustellen.

Versuche zur technischen Herstellung monochromatischen Lichtes

Von Franz Skaupy, Berlin-Lichterfelde

Inhalt: Ein technischer Monochrometer ohne Eintrittsspalt wird beschrieben, in dem die Aussonderung eines Spektralbereichs unter guter Ausnutzung der Lichtquelle durch ein neuartiges makroskopisches Filter geschieht.

Für verschiedene Verwendungszwecke wissenschaftlicher wie technischer Natur wäre es vorteilhaft, monochromatisches Licht, oder besser gesagt, Licht eines abgegrenzten, nicht zu breiten Spektralbereichs in Gestalt größerer Lichtströme bei gutem Nutzeffekt der Anordnung zur Verfügung zu haben und bequem von einem Spektralbereich auf den anderen übergehen zu können. Beispielsweise ergibt sich dieses Problem in der Lichttherapie, wo man gerne die Möglichkeit hätte, beliebige Spektralgebiete in genügender Intensität mit derselben Apparatur zur Anwendung bringen zu können. Im Signalwesen, in der Effektbeleuchtung und Lichtreklame liegen ähnliche Bedürfnisse vor, ebenso bei der technischen Durchführung chemischer Lichtreaktionen.

Es handelt sich also darum, aus einer geeigneten Lichtquelle den Lichtstrom des gewünschten Spektralgebietes in ähnlicher ökonomischer Weise herauszuholen, wie dies etwa mit dem gesamten weißen Lichtstrom in einem Projektionsapparat oder Kinoapparat geschieht. Sehr einfach und mit recht gutem Nutzeffekt gelingt dies durch Farbfilter. Diese für viele Zwecke beste Methode hat aber den Nachteil, daß nicht für alle wünschenswerten Spektralbereiche geeignete Filter existieren, insbesondere fehlen uns solche noch im Ultraviolett und Ultrarot. Ferner sind die Spektralbereiche vielfach zu breit und lassen sich nicht leicht und kontinuierlich wechseln.

Einen anderen Weg, bestimmte Spektralbereiche zu isolieren, die spektrale Zerlegung des Lichtes durch Prismen oder Gitter, weiter auszubauen, wird im folgenden versucht. Die bisherigen Apparate (Monochromatoren, Spektrographen usw.) ergeben nur einen sehr kleinen Bruchteil des Lichtstroms der Lichtquelle, da der größte Teil durch die stets verwendete Spaltanordnung abgeblendet wird. Es ist zwar vielfach üblich, den Leuchtkörper

der Lichtquelle auf dem Spalt abzubilden, womit eine wesentlich höhere Ausbeute erreicht wird. Eine grundlegende Besserung schien mir nur durch Beseitigung des Eintrittsspaltes vor dem Prisma erreichbar zu sein. Es ergab sich fürs erste eine Anordnung nach Abb. 1. Das von der Lichtquelle

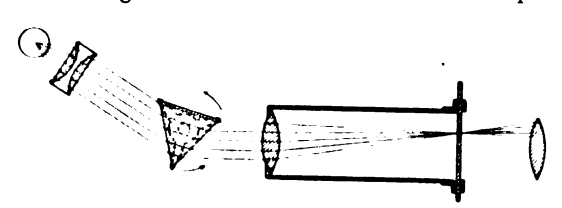


Abb. 1. Monochromator mit Okularspalt

ausgehende Licht wird durch einen Kondensor (bzw. Spiegel) parallel gerichtet und fällt auf das Prisma, wird hinter demselben wieder durch eine Linse zu farbigen Bildern des Leuchtkörpers vereinigt, die aneinander grenzend, einander teilweise übergreifen. Ein verschiebbarer Spalt erlaubt, aus diesen Bildern einen beliebigen Teil abzusondern. Diese Methode mag für manche Zwecke brauchbar sein insbesondere für Lichtquellen mit linearen, zur brechenden Kante des Prismas parallelen Leuchtkörper, bessere Resultate wurden aber erzielt mit einer Anordnung, über die ich hier hauptsächlich berichten möchte (Abb. 2). Die Licht-

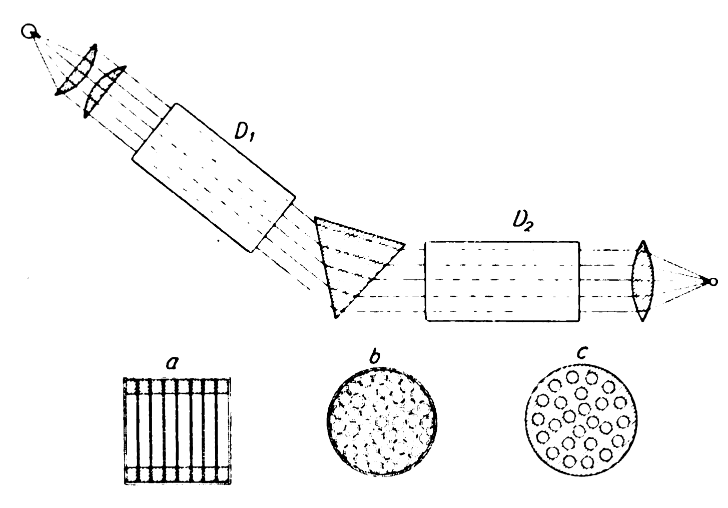


Abb. 2. Monochromator mit Selektor

strahlen werden wieder durch einen Kondensor parallel gerichtet und fallen nach Passieren des noch zu besprechenden Zwischengliedes D_1, das einer noch vollkommeneren Parallelrichtung dient, auf das Prisma. Hinter diesem ist eine Art makroskopisches Filter D_2 angeordnet, das man auch als Diaphragma oder Selektor oder Lamellenfilter bezeichnen kann. Es besteht aus einer größeren Anzahl enger paralleler Kanäle, die innen geschwärzt sind. Da die verschiedenen Farben des Lichtstroms hinter dem Prisma verschiedene Richtung besitzen, werden von dem Diaphragma nur diejenigen hindurch gelassen, die dessen Kanälen ganz oder fast parallel laufen, während die übrigen an den schwarzen Wänden absorbiert werden. Es wird also nur ein bestimmter Spektralbereich hindurchgelassen, dessen Breite umso kleiner ist, je größer die Dispersion des Prismas, je enger die Kanäle und je länger sie sind. Durch eine Drehung des Prismas oder des Diaphragmas kann man leicht den Spektralbereich wechseln. Die verschiedenen Möglichkeiten der Konstruktion des Diaphragmas sind aus den Nebenabbildungen, die den Querschnitt der Kanäle zeigen, zu ersehen: Parallel ebene Platten (*a*), parallele Röhrchen (*b*), parallele Bohrungen (*c*) usw. Die Herstellung solcher Diaphragmen ist aber insbesondere fabrikatorisch nicht leicht, auch sind die schwarzen Wände für den stets vorhandenen streifenden Eintritt der Strahlen durchaus nicht schwarz. Es wurde deshalb zu einer in der Herstellung bequemen und dabei wirksameren Konstruktion übergegangen, die ungefähr dasselbe bedeutet, wie in der Strahlungslehre der Übergang zum Hohlraumstrahler, nur daß es sich hier um eine Hohlraumabsorption handelt. An die Stelle der Kanäle stehen eine Reihe senkrecht zur Strahlenrichtung in bestimmten Abständen angeordnete Platten, welche an genau korrespondierenden Stellen Löcher oder Schlitze enthalten. Die zwischen diesen vorhandenen Brücken sind geschwärzt und fangen die Strahlen unerwünschter Richtung auf. Die verschiedene Ausbildung der Öffnungen in diesen Platten zeigt die Abb. 3. Verwendet wurde mit Vorliebe die Konstruktion nach Abbildung *p*, deren Schlitze der brechenden Kante des Prismas parallel sind. Die Platten sind auf Stäben aufgereiht (*m*) und werden durch Distanzstücke (Abbildung *n*) in bestimmter Entfernung gehalten. Eine Reihe korrespondierender Schlitze bilden in ihrer Gesamtheit einen Kanal im obenerwähnten Sinn, dessen Länge durch die Entfernung der ersten von der letzten Platte und dessen Breite durch die Breite des Schlitzes gegeben ist. Bezeichnet man den Winkel der durch einen Kanallängsschnitt (Abb. 4) gelegten Diagonalen mit 2α (er kann vielleicht als Apertur bezeichnet werden), den Winkel, den irgendeine Farbe mit der Richtung eines Kanales einschließt mit φ, so geht von dem auf die Eintrittsöffnung des Kanals fallenden Lichts von der Richtung φ der Bruchteil:

$$\frac{\sin(\alpha - \varphi)}{\sin \alpha} = 1 - \frac{\varphi}{\alpha},$$

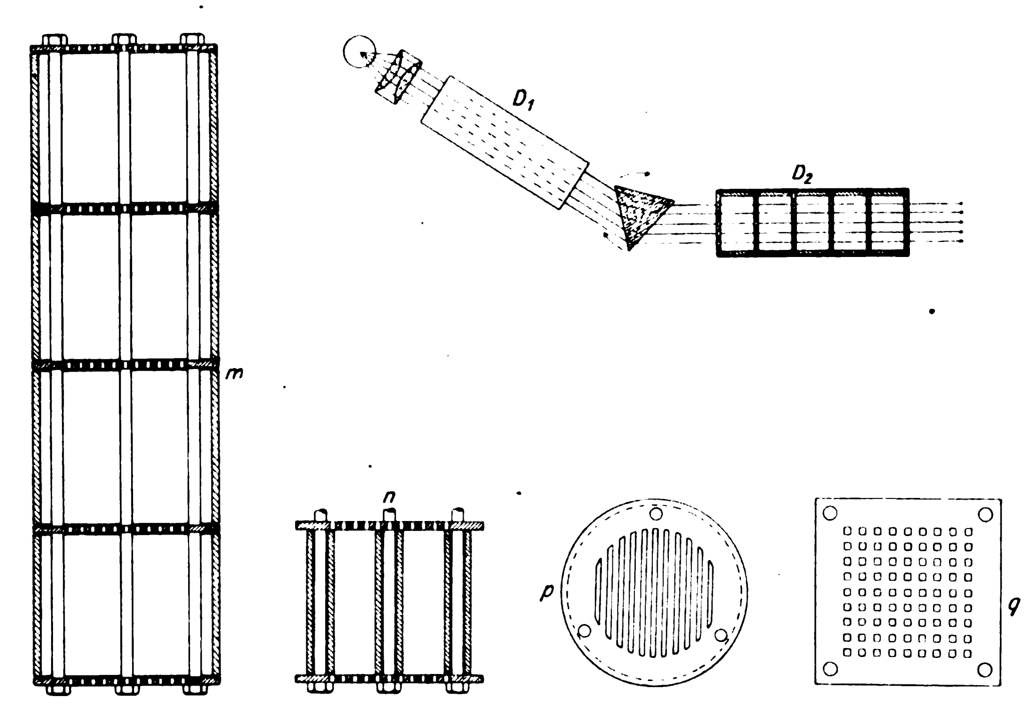


Abb. 3. Monochromator mit verbessertem Selektor

da die Winkel ja klein sind, hindurch, das zum Kanal parallele Licht also vollständig, das den Winkel α überschreitende gar nicht mehr. Ein Diaphragma, bei dem sowohl die Schlitze wie die Brücken je 1 mm breit waren, ergab bei einer

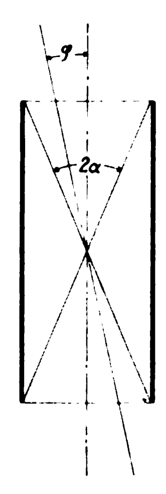


Abb. 4. Strahlengang durch einen Kanal

Länge von 200 mm mit einem Schwefelkohlenstoffprisma im sichtharen Gebiet Teile des Spektrums von etwa 30 mμ Breite in einer für viele praktische Zwecke genügenden Reinheit.

Natürlich ist auch fremdes Licht vorhanden und damit kommen wir zu den Hauptschwierigkeiten der Anordnung. Während das Diaphragma allem Anschein nach recht befriedigend wirkt, ist es sehr schwer, die Strahlen der Lichtquelle wirklich parallel zu richten, einerseits wegen der Ausdehnung ihres Leuchtkörpers, andererseits wegen der Unvollkommenheit des Kondensors. Bei der weiteren Verfolgung des Prinzips soll daher versucht werden, das Lamellenfilter auch zur Vervollständigung der Wirkung des Kondensors vor dem Prisma zu versuchen, wie in den Abb. 2 und 3 angedeutet (D_1), und zwar insbesondere mit möglichst vollkommen diffus reflektierenden (weißen) Wänden, um auch einen Teil der Strahlen unerwünschter Richtung in die gewünschte Richtung zu lenken.

(Eingegangen am 28. September 1929)

Periodische Intensitätsschwankungen der Strahlung von gasgefüllten Glühlampen

Von F. Krüger, Universität Greifswald

(nach gemeinsamen Versuchen mit J. Schmekel und G. Langenfeld.)

Inhalt: Nachweis periodischer Intensitätsschwankungen der Strahlung von gasg. füllten Glühlampen, bzw. des Widerstandes der Glühstrahlen und Untersuchung der Abhängigkeit der Frequenz und Schwingungsform von verschiedenen Faktoren.

Bei der konvektiven Kühlung elektrisch geheizter, horizontal gelagterer Drähte in stärker viskosen Flüssigkeiten, z. B. in Olivenöl, hat zuerst

A. H. Davis[1]) oszillatorische Schwankungen des Drahtwiderstandes von einer Periode von etwa einer Minute beobachtet, die allerdings alle außerordentlich stark gedämpft waren; bei einer Temperaturdifferenz von 10^0 C des Drahtes gegenüber der Flüssigkeit konnte er zwei Oszillationen nachweisen, von denen ein Maximum nach einer halben Minute erreicht wurde, dem das Minimum dreiviertel Minute später folgte. Er weist darauf hin, daß diese Schwingungen mit Sicherheit nicht dem angewandten Galvanometer zuzuschreiben sind, da seine Schwingungsdauer von einer anderen Größenordnung war, nämlich etwa einige Sekunden betrug, geht aber im übrigen auf die Erscheinung nicht weiter ein. Eine periodische Erscheinung bei der konvektiven Kühlung elektrisch geheizter Drähte in Olivenöl beobachtete ferner Roy A. Nelson.[2]) Er fand, daß wenn der Draht so stark geheizt war, daß sich Bläschen an dem Draht bildeten, diese Bläschen an dem Draht periodisch hin und her liefen. Nelson beobachtete dasselbe Phänomen auch an Glyzerin, jedoch war die oszillatorische Bewegung stärker gedämpft.

Einen phänomenologischen Ansatz für eine solche periodische Kühlung hat J. Schmekel[3]) in seiner Theorie der Wärmeabgabe eines heißen Körpers in bewegter Flüssigkeit gegeben, und für die Frequenz die Formel abgeleitet

$$N = \frac{m\, c^2\, \theta}{2\, a^2\, h_2^2},$$

worin m die Änderungsgeschwindigkeit des Heizstromes i, c die Wärmekapazität der Volumeinheit, θ die Körpertemperatur, a die Temperaturleitfähigkeit und h_2 die Wärmeabgabe durch die infolge der Erwärmung entstehenden Konvektionsströme bedeuten. Die Berechnung der Frequenz nach dieser Formel ist jedoch nicht möglich, da nicht alle erforderlichen Daten von den oben genannten Autoren gegeben sind. Schmekel schlägt für die Erscheinung folgende physikalische Erklärung vor: „Bei der anfänglich stärkeren Erhitzung folgt durch eine gewisse Trägkeit der Grenzschicht die Verstärkung des Konvektionsstromes nicht sofort. Dadurch erhöht sich die Temperatur des Drahtes. Mit dem verstärkten Strom wird mehr Wärme abgeführt, die Temperatur sinkt. Sobald nun der neue Konvektionsstrom von unten als erzwungene Strömung wirkt, verkleinert er die Grenzschichtdicke und damit steigt die Wärmeabgabe bzw. sinkt die Temperatur weiter. Hierdurch wird aber die Konvektionsströmung geschwächt, so daß die Temperatur des Drahtes wieder steigt und damit wiederholt sich der Vorgang. Schließlich stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, der bei der neuen Drahttemperatur eine bestimmte Grenzschichtdicke und eine konstante Stärke des Konvektionsstromes hat."

[1]) Phil. Mag. (6) 44 (1922), 932.
[2]) Phys. Rev. (2) 23 (1924), 98.
[3]) Zeitschr. f. techn. Phys. 9 (1928), 56.

Möge diese Erklärung richtig sein oder nicht, die Tatsache, daß solche oszillatorischen Temperaturschwankungen an einem geheizten Draht in einer Flüssigkeit auftreten, legte mir den Gedakken nahe, daß entsprechende Schwankungen auch an den Drähten gasgefüllter Glühlampen auftreten müßten. In der Tat konnte Herr Dr. J. Schmekel, der auf meine Veranlassung die Prüfung dieser Vermutung unternahm, sehr bald den Nachweis solcher periodischen Temperaturschwankungen der Drähte in Nitralampen erbringen; die weiteren Messungen an solchen Lampen, die mit verschiedenen Gasen bei verschiedenen Drucken gefüllt waren, unternahm dann Herr E. Langenfeld.

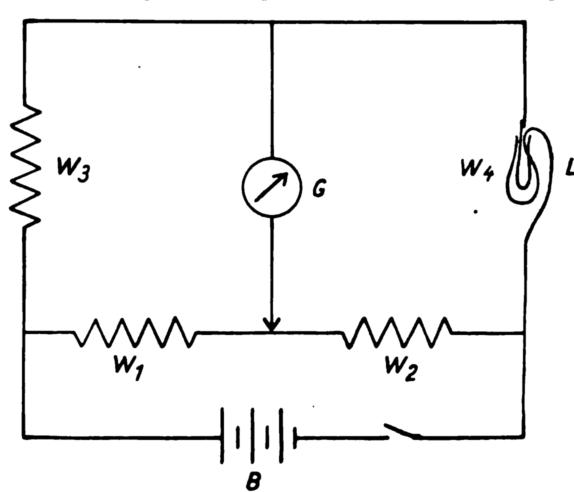


Abb. 1. Meßanordnung für die Widerstandsschwankungen

Es sei darauf hingewiesen, daß diese Intensitätsschwankungen nur in gasgefüllten Lampen zu erwarten sind, in der Tat in völlig evakuierten Lampen nicht gefunden wurden. Sie haben daher nichts zu tun mit der „pulsierenden Thermionenentladung in evakuierten Wolframlampen", wie sie von A. G. Worthing[4]) beobachtet wurden.

Versuchsanordnung

Die direkte Messung der Lichtintensitätsschwankungen einer gasgefüllten Glühbirne mit optischen Mitteln gestaltet sich deswegen schwierig, weil die Schwankungen nur etwa 0,1% der ganzen Intensität ausmachen. Es wurde deswegen die Temperaturänderung der Drahtspirale in der Birne durch die damit verbundene Widerstandsänderung gemessen. Die in Abb. 1 dargestellte Brückenschaltung ermöglicht es, die Messungen auf einfache Weise recht genau auszuführen. B ist eine Akkumulatorenbatterie von großer Beständigkeit der

[4]) Abstr. Bull. of Nela Research Lab. General. Electr. Co., Dez. 1925, Vol. I, Nr. 4.

Stromstärke. W_1 und W_2 sind Widerstandskästen, W_3 ist ein fester Widerstand von 115 Ohm. Der vierte Widerstand W_4 ist die Glühlampe L, deren Intensitätsschwankungen gemessen werden sollen. Als Nullinstrument G diente ein Saitengalvanometer mit einem Widerstand von 4000 Ohm und einer Empfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-6}$ Amp. pro Millimeter. Die Schwingungen der Saite wurden durch ein Fernrohr beobachtet bzw. mit einem Edelmannschen Registrierapparat aufgenommen. Um die Lampe vor äußeren Temperaturschwankungen zu schützen, war sie von einem Karton umgeben, der teilweise mit Watte ausgelegt war. Natürlich waren auch die anderen Widerstände und die Zuleitungsdrähte vor äußeren Temperaturschwankungen geschützt. Als Quelle konstanter Spannung diente eine Akkumulatorenbatterie von 110 Volt.

Versuchsergebnisse

1. Auftreten und Form der Schwankungen

Es zeigte sich bald, daß die Schwankungen von der Anordnung des Drahtes in der Lampe abhängen. So wurden die besten Resultate mit einer Nitralampe erzielt, deren Faden in einer Ebene senkrecht zur Achse der Birne aufgehängt war, während die Lampen, deren Faden spiralig gezackt aufgehängt waren, nur unregelmäßige Schwankungen zeigten und keine guten Messungen ermöglichten. Ferner beeinflußte die Lage der ganzen Lampe die Stärke und Regelmäßigkeit der Schwankungen. Als die günstigste Lage für das Auftreten der Schwingungen erwies sich die, in der die Lampe senkrecht nach unten hängt, so daß die Spirale parallel zum Erdboden liegt und die Fassung eine gute Abkühlung der nach oben steigenden warmen Gase ermöglicht. Auch ohne Lampenfassung wurden in dieser Lage noch gute Schwingungen beobachtet. Bei umgekehrter Lage der Lampe, bei welcher die Fassung sich unten befand, mußte der obere Teil der Lampe gekühlt werden, damit die Schwankungen auftraten, doch waren selbst dann keine guten Resultate zu erhalten.

Allgemein läßt sich über die Widerstandsschwankungen des Lampendrahtes, die mit dem Galvanometer gut registrierbar sind, folgendes sagen: Gleich nach dem Einschalten der Lampe sind die Schwankungen zunächst etwas unregelmäßig, um aber bald in ganz regelmäßige Oszillationen überzugehen. Die Kurve dieser Oszillationen er-

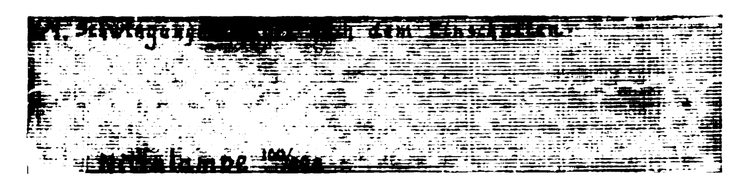


Abb. 2. Aufnahme 1. Unregelmäßige Form der Schwankungen, die häufig sofort nach dem Einschalten eintritt und durch Überlagerung mehrerer Schwankungen entsteht

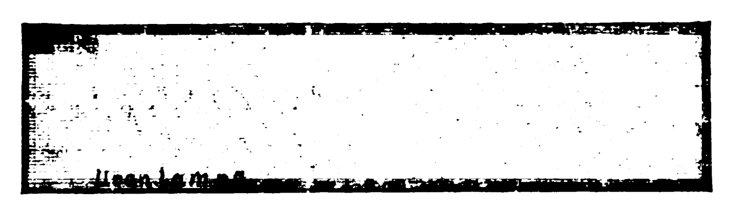


Abb. 3. Aufnahme 2. Uranlampe, 40 Watt/220 Volt
Frequenz der zweifachgezackten Hauptschwingung: 1,3 sec
Die Periodizität ist schon deutlich erkennbar

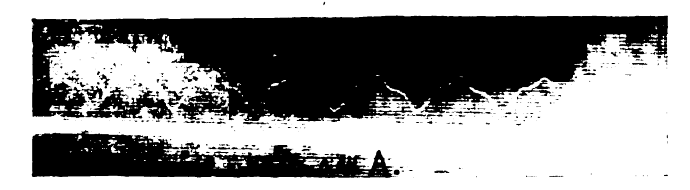


Abb. 4. Aufnahme 3a)

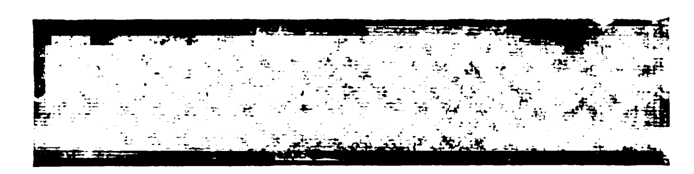


Abb. 5. Aufnahme 3b)

Abb. 5. Die Aufnahme 3 zeigt die Entwicklung der Schwankungen; die Oberschwingungen klingen immer mehr ab, schließlich bleibt nur die Hauptschwingung übrig

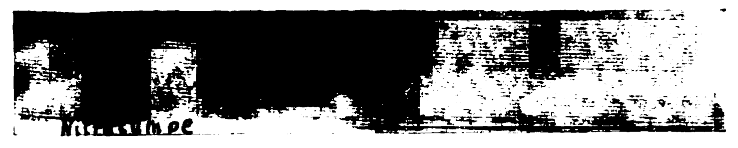


Abb. 6. Aufnahme 4. Das nächste Entwicklungsstadium

schien zunächst ziemlich zackig und kompliziert, deutet also das Vorhandensein von Oberschwingungen neben der Grundschwingung an. Die Oberschwingungen klingen jedoch schneller ab als die Grundschwingung, so daß die Kurvenform sich allmählich einer sinusförmigen bis zu einem gewissen Grade nähert. Diese Tatsachen werden



Abb. 7. Aufnahme 5. Nitralampe, 100 Watt/220 Volt; 48 Volt; 0,14 Amp. Schwingungsdauer: 1 sec

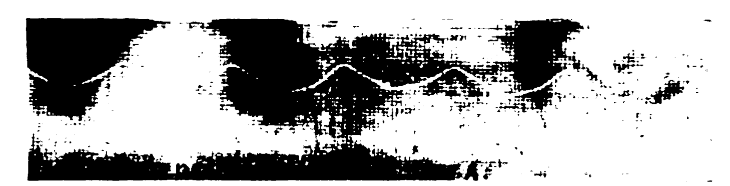


Abb. 8. Aufnahme 6. Nitralampe, 100 Watt/220 Volt; 72 Volt; 0,17 Amp. Schwingungsdauer: 0,9 sec

durch die folgenden Abb. 3—6 der Kurvenaufnahmen 1—4 wiedergegeben.

Abb. 7 der Aufnahme 5 zeigt das Übrigbleiben der in ihrer Intensität auch stark abgeklungenen Grundschwingung.

Deutlicher tritt das Überwiegen der Grundschwingungen in der folgenden Abb. 8 Aufnahme Nr. 6 hervor.

Analysiert man die Kurven mit Hilfe des harmonischen Analysators, so zeigt sich, daß außer im Anfangsstadium neben der Grundschwingung, vor allem die erste und zweite Oberschwingung stark vertreten ist. Diese Analyse der angegebenen Kurven ist in der folgenden Tabelle enthalten.

Harmonische Analyse der Schwingungen

Partialschwingungen	Amplitude der Partialschwingungen				
	Kurve 2	Kurve 3a	Kurve 3b	Kurve 4	Kurve 6
1. (Grundton)	100	100	100	100	100
2.	34,6	23,1	17,5	40,0	15
3.	26,6	35,2	24,4	3,8	11,4
4.	39,4	6,8	0,76	3,1	1,4
5.	7,8	3,4	3,8	1,7	2,1

Die Intensität der Schwingungen nimmt mit der Zeit allmählich ab, um sich rascher oder langsamer einem Endzustand mit kleinen Amplituden zu nähern. Dieser Endzustand ist bedingt durch die Temperaturdifferenz zwischen dem stärker gekühlten Lampenfuß und dem stärker erwärmten Lampenkopf. Das Eintreten des stationären Zustandes schwankte zwischen 1—20 Minuten.

2. Abhängigkeit der Schwankungen von der Heizstromstärke

Mit der Änderung des Heizstromes ändert sich die Form der Schwankungen kaum, wohl aber die Frequenz. Diese nimmt mit steigender Temperatur des geheizten Drahtes ab, wie es die folgende Tabelle in Messungen an einer Nitralampe wiedergibt.

Die 1. Kolumne enthält die angelegte Spannung, die 2. die Stromstärke J in Ampère, die 3. die Schwingungsdauer T in Sekunden. Wie die 4. Kolumne zeigt, ist das Produkt aus Stromstärke × Temperatur annähernd konstant. Diese Abhängigkeit zeigt auch die graphische Wiedergabe dieser Zahlen in der nachfolgenden Abb. 9: Die Kurve ist nahezu eine gleichseitige Hyperbel.

3. Abhängigkeit der Schwankungen von der Natur und dem Druck der Gase in den Lampen

Die gewöhnlichen Nitralampen sind mit einem Gemisch von Argon und Stickstoff gefüllt. Für die Bestimmung der Abhängigkeit der Schwankungen von der Natur der Gase wurden daher Lampen, gefüllt mit reinen Gasen, benötigt und ferner mit verschiedenem Druck, zur Bestimmung der Druckabhängigkeit. Der Direktor des Glühlampenwerks A der Osram G. m. b. H. Herr Dr. K. Mey, sowie Herr Dr. Jacoby ließen mir in liebenswürdiger Weise eine große Anzahl solcher Glühlampen mit verschiedenen Gasen, bei verschiedenen Drucken gefüllt, herstellen und ließen außer dem Anfangsdruck auch noch den Enddruck in den Lampen bei verschiedenen Belastungen derselben, messen. Es wurden von jeder Füllung mit einem Gas und verschiedenen Drucken, jedesmal etwa sechs möglichst gleiche Lampen untersucht und an ihnen die Schwankungsfrequenz bestimmt. Die folgende Tabelle gibt diese Messungen für Lampen mit Argon gefüllt wieder.

Nitralampe

Spannung in Volt	Lampenstrom J in Ampère	Schwingungsdauer T in Sekunden	$J \cdot T$
24	0,10	2,0	0,20
36	0,125	1,2	0,16
48	0,14	1,0	0,14
72	0,17	0,90	0,15
96	0,19	0,85	0,16
120	0,23	0,75	0,17

Lampen mit Argonfüllung

Angelegte Spannung	Druck in mm Hg ohne Strom	Druck in mm Hg mit Strom	Schwingungsdauer in Sekunden
60 Volt	350	415	1,48
	450	526	1,72
	550	640	1,80



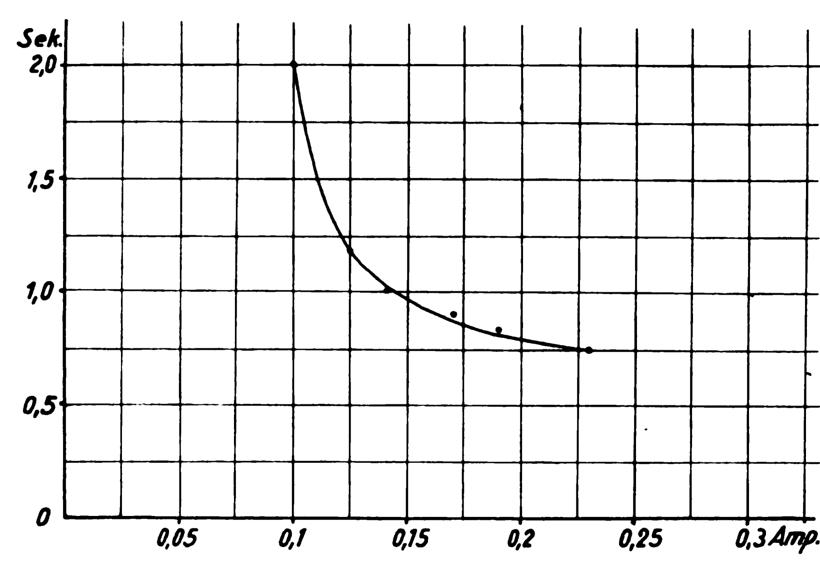


Abb. 9. **Beziehung zwischen Schwingungsdauer und Stromstärke**

Wasserstoffs mit weit stärkeren Strömen geheizt werden, um zum Glühen gebracht zu werden; dann traten aber auch bei ihnen die periodischen Schwankungen auf. Sie wurden hier zunächst noch nicht näher untersucht, weil die Spannung der konstanten Batterie dafür nicht ausreichte.

Die angelegte Spannung betrug hier 60 Volt. In der zweiten Spalte stehen die drei untersuchten Anfangsdrucke ohne Belastung der Lampe mit Strom, in der dritten die Drucke in den Lampen bei Strombelastung und in der vierten die Schwingungsdauer in Sekunden. Wie es die Tabelle zeigt, nimmt die Schwingungsdauer mit steigendem Druck und zwar in den hier beobachteten Druckintervallen annähernd proportional zu.

Die nächste Tabelle zeigt die Messungen an Lampen mit Stickstoffüllung bei drei verschiedenen Belastungen und zwar mit 60, 96 und 120 Volt.

Lampen mit Stickstoffüllung

Angelegte Spannung	Druck in mm Hg		Schwingungsdauer
	ohne Strom	mit Strom	in Sekunden
60 Volt	350	410	1,40
	450	530	1,65
	550	630	1,92
96 Volt	350	440	1,24
	450	563	1,45
	550	675	1,78
120 Volt	350	480	1,15
	450	582	1,44
	550	690	2,20 ?

Die Druckabhängigkeit ist ganz ähnlich wie bei den mit Argon gefüllten Lampen. Was die Abhängigkeit von der Natur des Gases betrifft, so ist sie augenscheinlich bei diesen beiden Gasen, deren Atomgewicht sich allerdings wenig unterscheidet, sehr gering. Wie der Vergleich der beiden Tabellen bei der Belastung von 60 Volt zeigt, ist die Schwingungsdauer in beiden Gasen bei denselben Drucken nahezu dieselbe.

Die Drähte der mit Wasserstoff gefüllten Lampen mußten wegen der hohen Wärmeleitfähigkeit des

4. Theoretische Betrachtungen

Die vorstehenden Versuche reichen noch nicht aus, um die Ursache der Intensitätsschwankungen klarzulegen. Doch läßt sich immerhin folgendes sagen:

Die Gesamtheit der untersuchten Erscheinungen deutet darauf hin, daß die Zirkulation der Gase innerhalb der Lampen die notwendige Voraussetzung für das Auftreten der Widerstands- und Intensitätsschwankungen ist. Vor allen Dingen die Abhängigkeit von der Lage der Lampe bestätigt diese Annahme, die Schwankungen nämlich treten dann am meisten in Erscheinung, wenn die Lage der Lampe eine derartige ist, daß zwischen ihrem oberen und unteren Ende eine möglichst große Temperaturdifferenz besteht. Auch die Tatsache, daß eine horizontale Lagerung des Drahtes und seiner symmetrischen kreisförmigen Anordnung die Schwingungen begünstigt, spricht dafür. Um den Einfluß einer unsymmetrischen Verteilung des Raumes und des Heizdrahtes festzustellen, wurde in einem großen Gefäß etwa 19 × 24 cm Fläche, ein gerader 0,1 mm starker Platindraht in 5 cm Höhe über dem Boden ausgespannt. Der Draht konnte in horizontaler Ebene über dem Boden bewegt werden. Durch den großen Raum, der die Möglichkeit dieses Zustromes des Gases von allen Seiten gab, hatte die Periodizität hier allerdings recht wenig ausgeprägten Charakter. Trotzdem aber konnte man leicht feststellen, daß die Periodizität durch die Lage des Drahtes beeinflußt wird. An der Wand des Gefäßes hörten die Schwingungen ganz auf.

Es könnte nun auf den ersten Blick naheliegend erscheinen, die hier beobachteten Erscheinungen in Analogie zu setzen mit den bekannten Erscheinungen in beiderseitig offenen Röhren, die ja nicht nur durch eine Flamme, sondern ebenso gut durch ein geheiztes Drahtnetz angeregt werden. Träfe diese Auffassung zu, so wäre die Schwingungsperiode durch die Größe des Raumes in der Lampe bestimmt. Diese Frequenz läge jedoch so hoch, im akustischen Gebiet, daß diese Auffassung nicht in Frage kommt.

Die Periode der Schwankungserscheinungen muß also durch die Vorgänge im Draht selbst bestimmt sein, etwa im Sinne der oben erwähnten Betrachtungen von J. Schmekel. Nicht unwahrscheinlich jedoch ist es, daß für die Entstehung der Schwingungen die periodische Ablösung von Wirbeln verantwortlich zu machen ist. Beim Vorbeiströmen einer Flüssigkeit oder eines Gases an einem Hindernis, z. B. an einem Draht, tritt eine solche Wirbelablösung bekanntlich immer auf, sie ist ja bekanntlich die Ursache zur Entstehung der Hiebtöne, ihre Frequenz ist durch die Gleichung

$$N = 0{,}2 \cdot \frac{U}{D}$$

gegeben, worin U die Strömungsgeschwindigkeit des Gases oder der Flüssigkeit und D den Durchmesser des Hindernisses bedeutet. Daß die Wirbelablösung die Ursache der Schwankungen ist, dafür spricht die zufällige Beobachtung, daß ein ganz dünner Draht, der durch Temperaturausdehnung verlängert und sehr locker geworden war, im aufsteigenden Luftstrom mechanische Schwingungen ausführte. Solche mechanischen Schwingungen infolge von Wirbelablösungen können bekanntlich an einem in die strömende Flüssigkeit gehängten Stab leicht beobachtet werden, sie sind ferner bei dem Tönen der Telegraphendrähte vorhanden.

Die Temperaturschwankungen der Drähte bei diesen Versuchen bewegen sich schätzungsweise zwischen 0,1 und 1° C. Dementsprechend dürften auch die Schwankungen der Leuchtintensität in der Größenordnung von 1:000 liegen. Sie sind daher praktisch ohne Bedeutung, könnten sich jedoch gelegentlich bei exakten Messungen störend bemerkbar machen.

Greifswald, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen am 10. Oktober 1929)

Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade

Von F. Hehlgans

Inhalt: Mit Hilfe eines besonderen Verfahrens werden handelsübliches Nitrobenzol und Toluol gereinigt. Mit wachsender Reinheit des Materials zeigen sich wachsende Verbesserungen des spezifischen Widerstandes, der elektrischen Festigkeit, der Dielektrizitätskonstanten und der elektrooptischen Kerrkonstanten.

Ich berichte hier kurz über Versuche zur Bestimmung der Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Meta- bzw. Orthonitrotoluol vom Reinheitsgrade. Die Reinigung der Stoffe erfolgte durch ein kombiniertes Verfahren, das sich aus Filtrationen, Behandlung mit basischen Oxyden, vor allem mit Al Oxyd, Destillation bei vermindertem Druck (Vakuum einer Wasserstrahlpumpe bis zu etwa 10 mm Hg) und elektrochemischer Reinigung durch die Einwirkung eines elektrostatischen Feldes zusammensetzte. In Abhängigkeit vom Reinheitsgrade der genannten Stoffe wurden nicht nur ihre elektrooptische Kerrkonstante und elektrische Leitfähigkeit, sondern auch ihre elektrische Durchschlagsfestigkeit und ihre Dielektrizitätskonstanten einer experimentellen Untersuchung unterzogen. Die Versuche wurden angeregt durch die technischen Anforderungen bei dem von der AEG entwickelten Verfahren zur Aufnahme von Tonfilmen mittels Kerrzellen.

Zur Messung der Leitfähigkeit diente der in der Abb. 1 gezeichnete Meßspalt. Mit dem aus

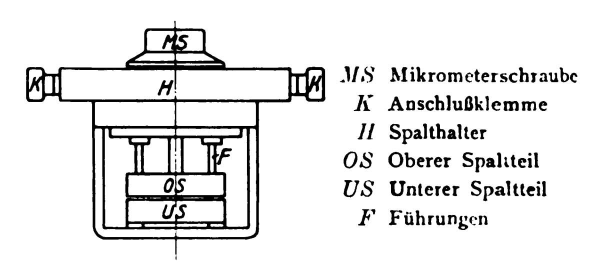


Abb. 1. Meßspalt

Elfenbein hergestellten Halter H ist der untere Spaltteil US starr verbunden, während der obere Spaltteil OS mittels der Mikrometerschraube MS und den Führungen F parallel zum unteren Spaltteil verschoben werden kann. Die Mikrometerschraube MS trägt eine in 50 Grade eingeteilte Trommel, welche in Verbindung mit einer auf dem Halter H befestigten Marke eine Abstandsänderung der Spaltteile auf $^1/_{100}$ mm genau abzulesen gestattet. Als Elektrodenmaterial wurde meist vergoldetes Messing verwandt. Der Spalt gestattete eine Vergrößerung der Feldstärke in dem Raume zwischen den Elektroden sowohl durch Erhöhung der Spannung bei konstantem Elektrodenabstand als auch durch Verringerung des Abstandes der Spaltteile bei konstanter angelegter Spannung. Die Zellenwiderstände in Abhängigkeit von der Feldstärke wurden mittels empfindlicher Strom- und Spannungsmesser in bekannter Weise bestimmt.

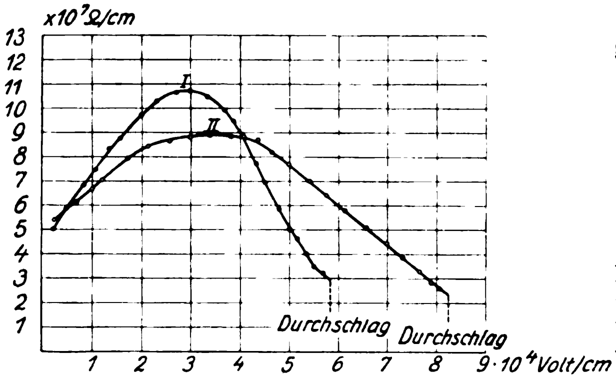
Beim Anlegen einer Gleichspannung an den Meßspalt zeigt sich nach einem anfänglich starken Stromstoß ein langsames Abklingen des hindurchgehenden elektrischen Stromes auf einen konstanten Wert. Dieser Abklingungsvorgang, der auf elektrolytische Vorgänge in der Zelle zurückzuführen ist, verläuft um so schneller, je reiner das Material ist und ist bei gut gereinigtem Material in etwa 6 Min. beendet.

Die Steigerung des spezifischen Widerstandes durch das angewandte Reinigungsverfahren ist recht beträchtlich; wie die Tabelle 1 für Nitrobenzol zeigt, erfolgt eine Steigerung des spezifischen Widerstandes von Nitrobenzol von etwa $5 \cdot 10^7$ Ohm/cm³ auf etwa $1 \cdot 10^{10}$ Ohm/cm³. Da die erhaltenen Meßwerte ziemlich stark streuen, sind nur diese angenäherten Mittelwerte angegeben.

Tabelle 1.

Vergrößerung der spezifischen Widerstände von Nitrobenzol mit wachsender Reinheit

handelsübliches Nitrobenzol . . . dasselbe filtriert	$\sim 5 \cdot 10^7$ Ohm/cm³
dasselbe elektrochem. gereinigt . .	$\sim 8 \cdot 10^7$ Ohm/cm³
dasselbe mit Al-Oxyd behandelt . .	$\sim 8 \cdot 10^9$ Ohm/cm³
dasselbe mit Barium-Oxyd und Holzkohle	$\sim 3 \cdot 10^9$ Ohm/cm³
mit Al-Oxyd behandelt, im Vakuum destilliert	$\sim 1 \cdot 10^{10}$ Ohm/cm³



Kurve I: handelsübliches Nitrolbenzol
„ II: dasselbe filtriert

Abb. 2. Spezifischer Widerstand von handelsüblichem Nitrobenzol und filtriertem Nitrobenzol in Abhängigkeit von der Feldstärke (bei 18° C)

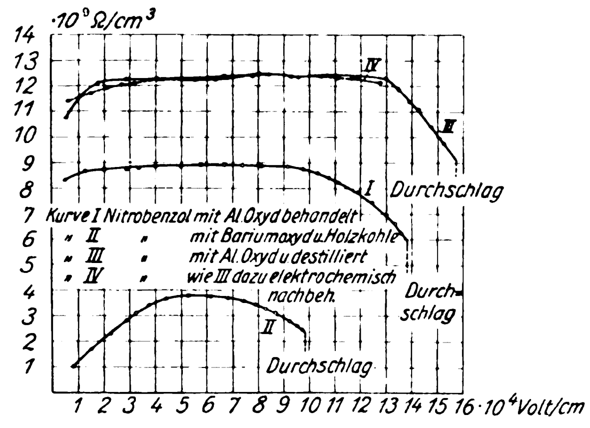


Abb. 3. Spezifischer Widerstand von Nitrobenzol in Abhängigkeit von der Feldstärke (bei 18° C)

Die Abb. 2 und 3 zeigen Kurven der Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Nitrobenzol von der Feldstärke. Die Kurven zeigen einen aufsteigenden Ast und einen absteigenden, zwischen diese beiden Kurventeile schiebt sich ein mit wachsender Reinheit immer länger werdender geradliniger Teil der Kurven, welcher große Teile des aufsteigenden bzw. absteigenden Astes verdrängt. Der absteigende Ast zeigt die bekannte Erscheinung, daß die Leitfähigkeit mit wachsender Feldstärke schon lange vor Erreichung der Durchbruchfeldstärke wächst. Interessant hierbei ist, daß der spezifische Widerstand mit wachsendem Felde bei gereinigten Stoffen nicht so schnell abnimmt wie bei den handelsüblichen Präparaten, so daß der Durchschlag sehr plötzlich erfolgt. Der aufsteigende Ast der Kurven findet seine Erklärung durch die erwähnten zeitlichen Vorgänge beim Anlegen des Feldes, es tritt nämlich zunächst eine elektrochemische Reinigung des Stoffes ein, wodurch der scheinbare spezifische Widerstand erhöht wird. Das Kürzerwerden des aufsteigenden Astes mit wachsendem Reinigungsgrade stützt diese Deutung des Vorganges. Bei den Messungen erwies es sich als prinzipiell gleichgültig, ob die Feldstärke durch Verringerung des Elektrodenabstandes oder durch Erhöhung der angelegten Spannung vergrößert wurde. Die Messungen mit Nitrotoluol brachten prinzipiell nichts Neues.

Mit derselben Anordnung wurden auch die Durchschlagsfeldstärken der untersuchten Flüssigkeiten bestimmt, und zwar nur bei ebenen Elektroden. Die Tabelle 2 zeigt für Nitrobenzol die Verbesserung der elektrischen Festigkeit von Nitrobenzol mit wachsender Reinheit des Materials, es wurde eine Erhöhung derselben von etwa $5 \cdot 10^4$ Volt/cm auf $15 \cdot 10^4$ Volt/cm beobachtet. Wird das Feld durch Verkleinerung des Elektroden-

Tabelle 2.

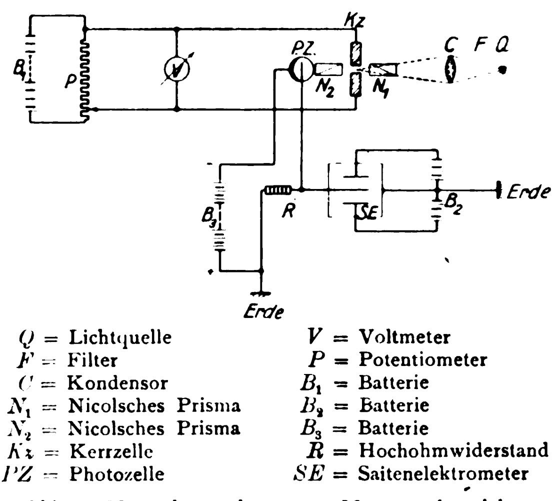
Vergrößerung der elektrischen Festigkeit von Nitrobenzol mit wachsender Reinheit

handelsübliches Nitrobenzol . . .	$\sim 4{,}8 \cdot 10^4$ Volt/cm
dasselbe filtriert	$\sim 6{,}0 \cdot 10^4$ Volt/cm
dasselbe mit Al-Oxyd behandelt . .	$\sim 12{,}9 \cdot 10^4$ Volt/cm
mit Al-Oxyd behandelt und im Vakuum destilliert	$\sim 14{,}5 \cdot 10^4$ Volt/cm
dasselbe im elektr. Felde gereinigt	$\sim 15{,}2 \cdot 10^4$ Volt/cm
Nitrobenzol mit Bariumoxyd u. Holzkohle behandelt	$\sim 9{,}3 \cdot 10^4$ Volt/cm

abstandes bei konstant angelegter Spannung vergrößert, so liegen die gefundenen Werte der Durchschlagsfeldstärke durchschnittlich (bis 25%) höher als bei Feldvergrößerung durch Spannungserhöhung, und zwar ist diese Festigkeitserhöhung besonders augenfällig bei Spaltgrößen unterhalb ¼ mm. Augenscheinlich kommt es bei der Durchbruchsfeldstärke nicht nur auf eine bestimmte Feldstärke, sondern auch auf eine notwendige Mindestenergie an. Bei der Untersuchung zeigten sich die bekannten Vorentladungserscheinungen, die nicht zu einem ständigen Durchbruch führen,

und zwar am häufigsten bei nicht oder nur wenig gereinigtem Nitrobenzol. Diese Vorentladungen verdanken ihre Entstehung dem Wassergehalt der Flüssigkeit. An und für sich schien es gleichgültig zu sein, welches Metall als Elektroden verwandt wurde, doch bewiesen Versuche, daß bei gleichbehandelter Oberfläche von den unedlen Metallen Messing und Nickel eine höhere Durchschlagsfeldstärke ergaben. Je sorgfältiger die Oberfläche der Elektroden behandelt war, um so höher lag die Durchbruchsfeldstärke. Wünschenswert ist eine sorgfältige Trocknung und Entgasung der Elektroden, da anhaftende Flüssigkeitsschichten und adsorbierte Gase Veranlassung zu Vorentladungen geben.

Bei Aufnahmen von Licht-Spannungscharakteristiken mit weißem Licht für die Zwecke von Tonfilmaufnahmen zeigte sich bei Verwendung von Nitrobenzol von verschiedenem Reinheitsgrade, daß die „mittlere" Kerrkonstante der Anordnung mit wachsender Reinheit des Stoffes zunahm. An diesen Befund knüpfte sich die Vermutung, daß die bekanntlich große Streuung der Werte für die Kerrkonstante des Nitrobenzols in der Literatur auf geringe Einheitlichkeit des verwandten Materials zurückzuführen sei. Eine Entscheidung über diese Frage wurde nun durch Messungen mit monochromatischem Licht gesucht, wobei das Licht wegen der geforderten großen Lichtausbeute nicht durch prismatische Zerlegung von weißem Licht erzeugt wurde, sondern mit Hilfe einer Quecksilberdampflampe und der von Zeiss ausgebildeten Spezialfilter, die den durchgehenden Spektralbereich ausreichend einengen.



Q = Lichtquelle, F = Filter, C = Kondensor, N_1 = Nicolsches Prisma, N_2 = Nicolsches Prisma, Kz = Kerrzelle, PZ = Photozelle, V = Voltmeter, P = Potentiometer, B_1 = Batterie, B_2 = Batterie, B_3 = Batterie, R = Hochohmwiderstand, SE = Saitenelektrometer

Abb. 4. Versuchsanordnung zur Messung der elektrooptischen Kerrkonstanten von Nitrobenzol usw.

Die Abb. 4 zeigt schematisch die verwandte Versuchsanordnung. Von der Lichtquelle Q gelangt das Licht durch das Filter F und die Kondensorlinse C, die Nikols N_1 und N_2, deren Polarisationsebenen unter 45° zum Kerrzellenspalt Kz gekreuzt sind, zur Photozelle $P—Z$. Die Kerrzellenspannung wird der Batterie B_1 über das Potentiometer P entnommen und mittels des Voltmeters V gemessen. SE ist ein Edelmannsches Saitenelektrometer, R ein Hochohmwiderstand von $5 \cdot 10^8$ Ohm nach Krüger. Die Anordnung gestattet, in bekannter Weise den durch die Zelle $P—Z$ fließenden Photostrom zu messen, der ein Maß ist für den durch die Kerrzelle fließenden Lichtstrom.

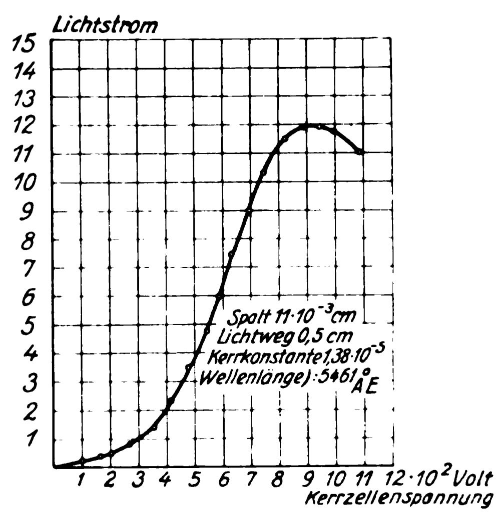
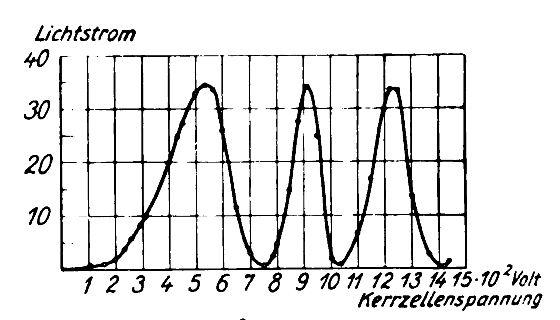


Abb. 5. Lichtspannungscharakteristik einer Nitrotoluol-Kerrzelle

Die Abb. 5 zeigt eine Kerrzellencharakteristik für Nitrotoluol als Dielektrikum. Infolge der durch den Reinigungsprozeß erhöhten Durchschlagsfestigkeit ist es hier wohl zum ersten Male gelungen, mit Nitrotoluol in der beschriebenen Anordnung bis zu so hohen Feldstärken zu messen.



Wellenlänge $\lambda = 5461$ ÅE, Spalthöhe $a = 13{,}6 \cdot 10^{-3}$ cm, Lichtweg $l = 0{,}5$ cm, Kerrkonstante $B = 4{,}1 \cdot 10^{-5}$

Abb. 6. Lichtspannungscharakteristik einer mit gereinigtem Nitrobenzol gefüllten Kerrzelle

Dieser Erfolg des Reinigungsverfahrens wird noch deutlicher durch die nächste Abb. 6, welche die Lichtspannungscharakteristik für eine Nitrobenzolkerrzelle bei einer Lichtwellenlänge $\lambda = 5461$ ÅE zeigt. Es konnte bis zu einem Gangunterschied

von 3 λ gemessen werden, was insofern bemerkenswert ist, als noch Ilberg[1]) in seiner im vorigen Jahre erschienenen Arbeit die Möglichkeit einer solchen Messung verneinen zu müssen glaubte wegen der geringen Isolationsfestigkeit des Materials und in jedem Falle einen Lichtweg im Kerrkondensator von mehreren cm Länge für unerläßlich hielt, während hier die Messung mit einem Lichtweg von nur 0,5 cm ausgeführt wurde. Die Messungen erwiesen sich übrigens leicht reproduzierbar und wurden auf Veranlassung des Verfassers von einigen Herren des AEG-Forschungs-Instituts zur Kontrolle wiederholt.

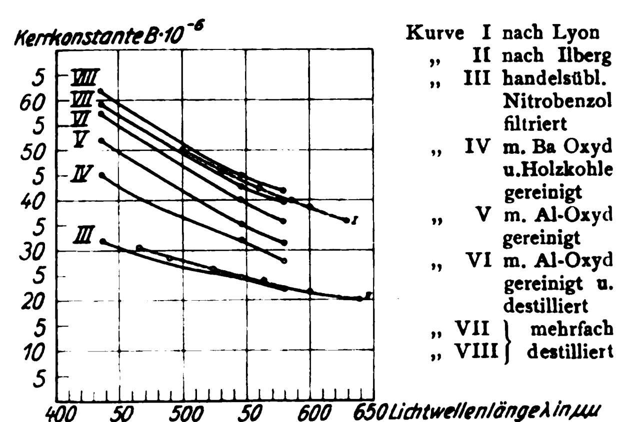


Abb. 7. Dispersionskurven der elektrischen Doppelbrechung von Nitrobenzol von verschiedenem Reinheitsgrade

In der Abb. 7 sind in graphischer Darstellung die Meßresultate für Nitrobenzol als Dielektrikum aufgetragen Abszissen sind die Lichtwellenlängen λ in $\mu\mu$, Ordinaten die gefundenen Kerrkonstanten. Kurven I und II zeigen die von Lyon[2]) bzw. Ilberg[3]) gefundenen Resultate, die Kurven III bis VIII das Ergebnis der eigenen Messungen. Die Diskrepanz zwischen den Kurven von Ilberg und Lyon ist wohl durch die verschiedene Beschaffenheit des Materials zu erklären, denn mit wachsender Reinheit entfernen sich die Kurven der eigenen Messungen von der Ilbergschen und nähern sich der von Lyon, die sogar überschritten wird. Die Messungen mit Nitrotoluol boten nichts prinzipiell Neues, als bester Wert der Kerrkonstanten wurde dabei für Metanitrotoluol und $\lambda = 5461$ ÅE der Wert $1{,}43 \cdot 10^{-5}$ ermittelt.

[1]) Ilberg, Phys. Zeitschr. **29** (1928), 672.
[2]) Lyon, Diss. Freiburg 1914.
[3]) Ilberg, a. a. O. S. 675.

Zum Schluß seien noch einige Messungen über die Änderung der Dielektrizitätskonstanten mit wachsendem Reinheitsgrade erwähnt. Angewandt wurde das bekannte Verfahren von Nernst für unvollkommene Isolatoren in der von Tangl[4]) getroffenen Abänderung zur Messung kleiner Änderungen der Dielekrizitätskonstanten.

Bei Nitrobenzol wurde in dieser Weise eine Änderung der Dielektrizitätskonstanten von 36,4 auf 38,4, also um 5,5 %, bei Metanitrotoluol eine solche um 4,6 % von 28,0 auf 29,3 ermittelt. Da in die elektrooptische Kerrkonstante die Dielektrizitätskonstante eingeht, ist das Anwachsen der letzteren durch das beobachtete Anwachsen der ersteren mit erklärt.

Zusammenfassung

Mit Hilfe eines kombinierten Reinigungsverfahrens, bestehend aus Filtrationen, Behandlung mit basischen Oxyden, Destillation und elektrochemischer Behandlung im elektrostatischen Felde werden handelsübliches Nitrobenzol und Nitrotoluol weitgehend gereinigt, wobei eine Verbesserung einiger Konstanten des Materials beobachtet wird. Der spezifische Widerstand von Nitrobenzol kann auf diese Weise von $5 \cdot 10^7$ Ohm/cm³ auf $1 \cdot 10^{10}$ Ohm/cm³ erhöht werden. In der gleichen Weise wird die Durchschlagsfestigkeit am Nitrobenzol auf etwa $1{,}5 \cdot 10^5$ Volt/cm erhöht. Die Dielektrizitätskonstante von Nitrobenzol zeigt eine Erhöhung um etwa 5,5 %, diejenige von Metanitrotoluol um etwa 4,6 %. Endlich zeigen die elektrooptischen Kerrkonstanten eine weitgehende Verbesserung. Alle Angaben beziehen sich auf eine Normaltemperatur von 18° C.

[4]) Tangl, Ann. d. Physik **23** (1907), 559.

(Eingegangen am 4. September 1929)

5. Abteilung: Mechanik, Elektromechanik

Über Aktivierung von Metallen im Hochvakuum zu Sorbentien beliebiger, auch inerter Gase (Thermische Molekular-Sorption)

Von Marie Anna Schirmann, Wien

Inhalt: Gegenüber den bekannten Gas-Sorptionsarten fester Materie, wie Adsorption, Absorption und Okklusion wird eine neue theoretisch mögliche Sorptionsart, die thermische Molekular-Sorption, an „aktivierten" Edelmetallen gesucht. Bei solchen werden durch entsprechende Temperaturdifferenzen zwischen äußerer und innerer Oberfläche, thermische Molekularströmungen nach dem Innern ausgelöst, welche dort zu irgendeiner der vorgenannten Sorptionsarten führen.

Bisher genügte in der Hochvakuumphysik zur Erforschung der Eigenschaften der Materie und in der Hochvakuumtechnik zur Erzeugung extrem niedriger Drucke die Kenntnis der mehr oder minder starken Zurückhaltung sorbierter

Gase in der Materie einerseits und der Entgasung bzw. Sorption von Gasen in geeigneten Stoffen anderseits. Demgegenüber hat sich heute in dem bereits vorgeschrittenen Stadium der Hochvakuumforschung immer mehr und mehr das Bedürfnis aufgedrängt, auch das Wesen der thermischen Sorptionen und ihre näheren Bedingungen gründlicher kennenzulernen.

Im Anschluß an die auf dem Düsseldorfer Naturforschertag vorgetragene Arbeit über „Die Erzeugung extremster Vakua durh erkaltende, hocherhitzbare Metalle als Sorbentien“[1]), soll nun versucht werden, zu dem 1. Punkt, nämlich zum Wesen der besonders in der Hochvakuumphysik eine Rolle spielenden Sorptionen, einen Beitrag zu liefern.

Die Bezeichnung „Sorption“, die von Mc Bain (1909) stammt, kennzeichnet ganz allgemein die Aufzehrung von Gasen durch Metalle, Holzkohle und andere Substanzen. Hier soll nun von der ebenfalls in der Hochvakuumphysik sehr bedeutungsvollen chemischen und elektrochemischen Aufzehrung von Gasen nicht die Rede sein, da sie größtenteils irreversibel vor sich geht.

Bloß jene Sorptionen, die unter den verschiedenen Namen, wie Adsorption, Absorption und Okklusion einen meist reversiblen Sorptionsvorgang kennzeichnen, sollen bei den folgenden neuen Betrachtungen berücksichtigt werden.

Allgemein versteht man bisher unter Adsorption nach Haber und insbesondere Langmuir eine Art Kondensationsvorgang, wobei die Gasmoleküle durch quasichemische Kräfte, die freien Valenzen an der Oberfläche auf die freie Oberfläche gezogen werden und eine monomolekulare, mehr oder minder dichte Gasschicht bilden; nur wenn die zu adsorbierenden Molekeln nahezu gesättigten Gasen oder Dämpfen angehören, dann können sich wie bei einer freien Flüssigkeitsoberfläche auch Schichten aus zwei oder mehr Lagen von Molekülen ausbilden. Die Adsorption kann sowohl auf einer glatten äußeren Oberfläche als auch auf einer rauhen bzw. vielverzweigten inneren Oberfläche, wie z. B. bei der porösen Holzkohle stattfinden.

Die Aufnahme von Gasen in das Innere des festen Körpers nennt man im allgemeinen Absorption; sie stellt ähnlich wie die Gasaufnahme durch Flüssigkeiten einen Mischungs- oder Lösungsvorgang der Gase dar.

Die unter der Bezeichnung Okklusion bekannte Gassorption bezieht sich auf meist durch zufällige Umstände verursachte, in festen Körpern eingeschlossene größere Gasmengen, die eine Inhomogenität des Materials darstellen. Solche Inhomogenitäten entstehen z. B. bei einem plötzlichen chemischen Zerfall einer Gasmetallverbindung oder bei gleichzeitiger elektrolytischer Abscheidung von Metall und Gas oder bei einer plötzlich hervorgerufenen Verkleinerung des Adsorptionsvermögens, soweit die frei gewordenen Gase das Innere des festen Körpers nicht verlassen können. Solchen Zufallsinhomogenitäten begegnen wir beispielsweise beim Aufbau künstlicher Kristalle oder beim Entstehen der Mineralien in der Natur. Doch ist der Name Okklusion gelegentlich auf alle Vorgänge angewendet worden, wo Gase von Metallen aufgenommen werden, ganz unabhängig von der Form, von der Struktur des Metalles. Doch ließen sich eine große Anzahl von diesen sogenannten Okklusionserscheinungen bei näherer Betrachtung in die Adsorptions- oder Absorptionsvorgänge einreihen.

Die neu aufgefundene Art einer Gassorption aktivierten, entgasten Materials soll als thermische Molekular-Sorption bezeichnet werden, da hier der thermische Molekulardruck nach Knudsen eine Molekularströmung in den engen Kanälen der Poren des aktivierten Materials verursacht, die, wenn auch die innere Oberfläche entgast ist, dann unter geeigneten Umständen zu einer gewöhnlichen reversiblen Adsorption im Innern führen kann. Primär hat die thermische Molekularsorption also nichts mit chemischer Affinität, Adsorption, Absorption oder Okklusion zu tun. Sekundär kann sie allerdings alle diese Sorptionsarten einleiten. Da die thermische Molekularströmung eine rein gaskinetische, reversible Erscheinung ist, so hängt die Reversibilität der thermischen Molekularsorption bloß von der Reversibilität des Bindungscharakters des Gases an dem festen Stoff ab.

Unter thermischer Molekularströmung oder thermischer Transpiration versteht man bekanntlich jene Strömung der Gasmoleküle durch enge Verbindungsröhren, die, durch eine Temperaturdifferenz an den Übergangsstellen dieser Röhren zu weiten Behältern hervorgerufen, von der kälteren zur wärmeren Stelle stattfindet, wobei die Weite der Verbindungsröhren A verschwindend klein oder vergleichbar zu der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle λ sein muß. Die Gleichgewichtsbedingung, wenn $A \ll \lambda$ wird, ist dann nach Knudsen

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}},$$

zum Unterschied vom Gay-Lussacschen Gesetz.

$$\frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \frac{T_2}{T_1},$$

in das obiges Gesetz erst mit wachsendem Verhältnis von A/λ allmählich übergeht.

[1]) M. A. Schirmann, Physikal. Zeitschr. **27** (1926), 748.

Ist also ein Material aktiviert, und zwar derart von Poren und Hohlräumen durchzogen, daß die Porenweite klein oder vergleichbar zu der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle ist, so leitet jede Temperaturdifferenz an den Enden dieser engen Kanäle die thermische Molekularströmung ein. Solche Temperaturdifferenzen können nun bei metallischem Material dadurch entstehen, daß dasselbe z. B. durch Wirbelstromheizung oder Joulesche Wärme geglüht wird, wobei durch die Verschiedenheit der Abkühlung an der Oberfläche und im Innern des Metalls auf dem Wege der Ausstrahlung, Ableitung bzw. Konvektion das für die thermische Molekularströmung notwendige Temperaturgefälle erzeugt wird.

Identifiziert man demnach die beim Glühen eines aktivierten Metalls hervorgerufene Einleitung eines Sorptionsvorgangs mit der thermischen Molekularströmung, so verlangt die Knudsensche Theorie folgende Beziehungen:

1. Eine gewisse Abhängigkeit der thermischen Molekularströmung vom Verhältnis A/λ, und zwar existiert im Sinne der thermischen Molekular-Sorption bei mittleren Gasdrucken eine optimale Aktivierung, wenn die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle mehreremal so klein ist wie die Porenweite, bei abnehmenden und wachsenden Drucken hingegen bleibt das hervorgerufene Druckgefälle nur sehr klein.

2. Ein Anwachsen des durch die thermische Molekularströmung entstehenden Druckgefälles mit der Temperaturdifferenz an den Enden der Verbindungsröhren bzw. Poren sowie eine Abhängigkeit vom Druck, Molekulargewicht, Reibungskoeffizienten und Weite der Kanäle.

Inwieweit diese Abhängigkeiten bei Einleitung der thermischen Molekular-Sorption zutreffen, darüber soll der experimentelle Befund selbst entscheiden. Doch sei dabei einschränkend bemerkt, daß die einzelnen unkorrigierten Knudsenschen Formeln zu einer allgemeinen Aussage über die Wahrscheinlichkeit der genannten Hypothese der thermischen Molekular-Sorption noch nicht taugen da den Berechnungen stets die unveränderte Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung zugrunde liegt, wo dies nach Kirchhoff für ein Gas mit linearem Temperaturgefälle[2]) und insbesondere für Wandgasschichten bei den höheren Gasdrucken nicht mehr zutrifft und da die Kanäle zwischen mehr oder minder großen Höhlen in den porösen Materialien natürlich nicht als zylindrische Röhren angesehen werden können.

Die Sorptionsversuche sind durchweg an chemisch reinen, edlen Metallen (Pt, Pd, Ag) angestellt worden, da diese chemisch und physikalisch besser definiert sind als die bestbekannten Sorbentien, wie die aktive Kohle oder z. B. Kieselgur.

Da ferner vermutet wird, daß viele sehr unregelmäßige Absorptions- bzw. Okklusionsergebnisse verschiedener Autoren bei Metallen nichts anderes als Adsorptionen an einer inneren Oberfläche der unbewußt mehr oder weniger porösen Metallproben sind, so wurden als Versuchsmetalle mehr oder weniger „aktivierte" Edelmetalle verwendet.

Auch ist die Adsorptionsaktivität als Oberflächenerscheinung bei Metallen spezifisch größer als bei andern Substanzen und man muß auch eine allgemein höhere Gassorption erhalten, wenn man ihnen durch die sogenannte Aktivierung noch eine sehr große innere Oberfläche erteilt. Metallen wird nämlich durch bestimmte Temperaturbehandlung bei geeigneten Gasdrucken dadurch ein hoher Grad von Porosität verliehen, daß durch oftmaliges langsames Glühen und Abkühlen bei höheren oder niedrigeren Gasdrucken ihr mikrokristallines Gefüge erschüttert und somit gelockert wird. Um ferner diese so entstandene innere Oberfläche auch adsorptionsfähig zu machen, muß diese im Hochvakuum auf kaltem Wege entgast werden, und zwar entweder durch bloße dauernde Evakuation auf extreme Vakua oder durch die sogenannte „elektrodenlose Entladung" mittels Ionenbombardement.[3]) Durch die Entgasung (das Drängen der Gase nach außen) wird der Porositätsgrad noch weit mehr erhöht.

Wird jetzt im aktivierten Zustand durch den früher erwähnten, im Metallquerschnitt erzeugten Temperaturabfall nach außen eine thermische Molekularströmung irgendeines Gases ohne Rücksicht auf dessen Molekülgröße nach dem Innern eingeleitet, so muß nach der Abkühlung nach Maßgabe der Adsorbierbarkeit jener Gase durch das Versuchsmetall eine Adsorption an der inneren spezifisch sehr aktiven Metalloberfläche stattfinden (thermische Molekular-Adsorption). Sind z. B. die spezifischen Adsorptionen bei einem bestimmten Metall für alle Gase mehr oder minder gleich, beispielsweise eine zusammenhängende monomolekulare Schicht, so können dann die effektiven Adsorptionsmengen nur mehr mit den früher erwähnten Abhängigkeiten der thermischen Molekularströmung von den gaskinetischen Größen in Zusammenhang stehen. Tritt außerdem noch eine wirkliche Absorption (Lösung) hinzu, so müssen sich dann die Sorptionsmengen noch um diesen Betrag erhöhen (z. B. bei Wasserstoff).

Sicherlich aber lassen sich nunmehr viele sogenannte Absorptionen und Okklusionen von Me-

[2]) G. Kirchhoff, Vorlesungen über die Theorie der Wärme, Leipzig 1894, S. 210 und M. v. Smoluchowsky, Zur kinetischen Theorie der Transpiration und Diffusion verdünnter Gase, Ann. d. Phys. **33** (1910), 1559.

[3]) M. A. Schirmann, Über die Erzeugung, Erhaltung und Messung höchster Vakua (die Extremvakuumpumpe, das Adsorptionsmanometer). Physikal. Zeitschr. **25** (1924), 633; Neue Kunstgriffe in der Vakuumtechnik **27** (1926), 659.

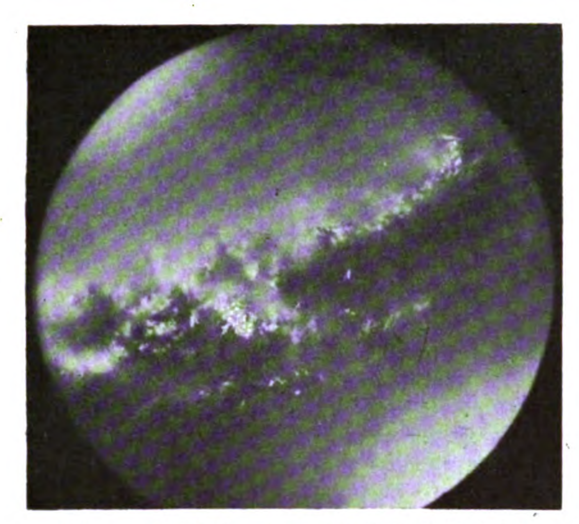


Abb. 1. Oberfläche eines „aktivierten" Pt-drahtes

tallen irgendwelcher Struktur als thermische Molekular-Adsorption an der Oberfläche des feinen Kanalnetzes deuten, worauf ihre physikalischen Gesetzmäßigkeiten im Gegensatz zu den Gesetzen der wirklichen Absorption und zu den Gesetzlosigkeiten der Okklusion hinweisen.

Wie steht nun der experimentelle Befund zu dieser neuen Hypothese der thermischen Molekular-Adsorption?

Verschiedene inerte Gase, wie die Edelgase Ar, Ne und He und ferner Stickstoff werden von aktiviertem Palladium in Fadenform beim Glühen desselben in quantitativ ähnlichen Mengen unter den Gesetzmäßigkeiten der Adsorption thermisch-molekular adsorbiert, und zwar je einige hundert Volumteile des Metallvolumens. Demgegenüber wird Wasserstoff bis zu etwa 1500 Volumteilen von aktiviertem Palladium sorbiert, was auf eine zusätzliche Lösung der restlichen Volumteile gegenüber den thermisch-molekular adsorbierten schließen läßt. Um eine wirkliche chemische Verbindung Palladium-Wasserstoff scheint es sich wegen der nur ganz lockeren Bindung dieser reversiblen Sorption nicht zu handeln. Ähnliches gilt auch von Platin-Wasserstoff.

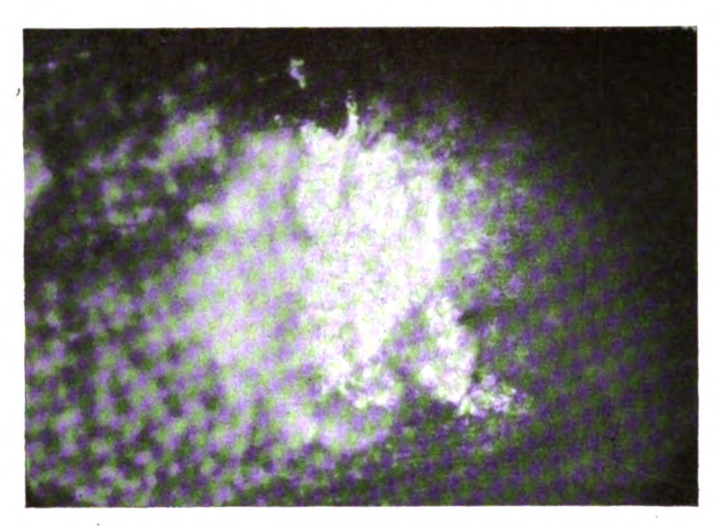


Abb. 2. Querschnitt desselben Q_1

Nach der Knudsenschen Theorie soll das Verhältnis A der engen Poren zu der mittleren freien Weglänge λ bei mittleren Drucken, wo λ mehreremal so klein als A ist, für die Molekularströmung ein optimales sein, gegenüber dem A/λ-Wert bei niedrigen und höheren Drucken. Das hieße für die Einleitung der thermischen Molekular-Sorption eine günstigste Aktivierung für einen bestimmten Gasdruck. Ferner verlangt die Theorie noch eine Vergrößerung der Strömung mit der Temperaturdifferenz.

Tatsächlich steigt auch die zur Sorption gelangende Gasmenge unter sonst gleichen Bedingungen mit der Temperaturdifferenz an bis zu einer Maximaltemperaturdifferenz, oberhalb der auch bei langer Dauer der Strömung stets die gleichen Adsorptionsmengen im Innern gebunden bleiben (Sättigungszustand).

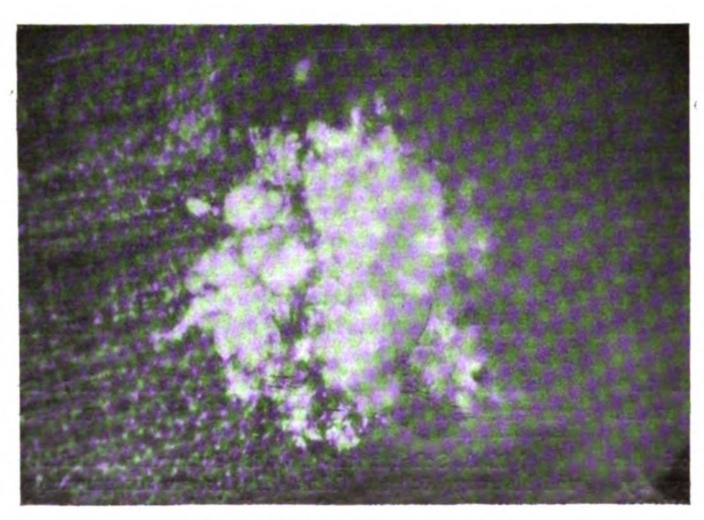


Abb. 3. Querschnitt desselben Q_2

Ganz allgemein kann man beobachten, wie sich die resultierende Strömungsrichtung des zu adsorbierenden Gases auch nach dem relativen Verhältnis der Drucke richtet, unter denen das Gas einerseits im umgebenden Raum steht, anderseits im aktivierten Metall.

Eine Vergrößerung des Kristallgitters des sorbierenden Metalls ist nur dort, wo es sich um zusätzliche Lösungsprozesse handelt, zu erwarten.

Wie es um die optimale Aktivierung aussieht, darüber sollen die folgenden Abbildungen Auskunft geben. Die Abb. 1, 2 und 3 zeigen, metallmikroskopisch aufgenommen einen im Hochvakuum aktivierten Pd-Draht, dessen Porenweite A zwischen $4 \cdot 10^{-3}$ und $2 \cdot 10^{-4}$ mm liegt, gerade jene Weiten, welche für Gasaufnahmen durch thermische Molekular-Sorption bei Drucken zwischen 10 mm Hg und 2 at theoretisch und experimentell die optimalen, die günstigsten sind; also eine auffallende Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Abb. 1 zeigt die Oberfläche des 0,1 mm dicken Pd-Drahtes, Abb. 2 einen Querschnitt gleicher Vergrößerung, Abb. 3 denselben Querschnitt bei scharfer Einstellung eines anderen Teiles des Schnittes.

Analoge Strukturverhältnisse zeigen auch bei hohen Drucken (bis 25 at) aktivierte Metalle, die als Folge raschen Ein- und Austritts der im Innern bei den hohen Drucken wahrscheinlich dicke Adsorptionsschichten bildenden Gase ein derart grobmaschiges Kanalsystem aufweisen (Porenweite 0,29 bis 0,04 mm), daß es nach der Theorie erst in einem Vakuum zwischen 0,2 mm und 20 mm Hg zu optimaler thermischer Molekular-Sorption kommen.

Zusammenfassung

Bei Metallen, welche durch zweckentsprechende thermische Behandlung im Vakuum eine poröse Struktur mit gasfreier inneren Oberfläche erhalten haben (Aktivierung) setzten nach dem Glühen derselben durch die ungleichmäßige Abkühlung zwischen äußerer und innerer Oberfläche Knudsensche thermische Molekularströmungen durch die engen Kanäle nach dem Innern ein, die dortselbst zu einer gewöhnlichen Adsorption an der Hohlraumoberfläche führen (Thermische Molekular-Adsorption). Bei den chemisch reinen „aktivierten" Edelmetallen Pt, Pd und Ag als Sorbentien und den Edelgasen Ar, Ne und He, ferner N als zu sorbierende Gase konnten die von der Knudsenschen Theorie geforderten Gesetzmäßigkeiten qualitativ und quantitativ festgestellt werden. Metallmikrophotographien von im Hochvakuum aktiviertem Pt-draht zeigen Oberfläche und Querschnitt nach der Aktivierung.

Wien, III. Physikalisches Institut der Universität, September 1929.

(Eingegangen am 4. Oktober 1929)

Das dielektrische Verhalten der nichtleitenden Flüssigkeiten bei verschiedenen Drucken

Von A. Nikuradse,

Mitteilung aus dem Elektrophysikalischen Laboratorium der Techn. Hochschule München

Inhalt: Stromleitung bei hohen Feldstärken. $J = J_0 e^{cU}$. Über die Konstanten J_0 und c der Stromspannungscharakteristik bei hohen Feldstärken. Die physikalische Deutung dieser Konstanten J_0 und c. In welcher Beziehung stehen J_0 und c zu der Funkenentladungsspannung? J_0 und c und die Funkenentladungen bei verschiedenen Drucken. Zwei Arten der Entladungen, „stetige" und „unstetige".

Das wichtige Problem der Stromleitung und Entladung in Flüssigkeiten bei verschiedenen Drucken im Gebiet der hohen Feldstärken gewinnt noch mehr an Bedeutung, wenn man versucht, eine Vorstellung über den Entladungsmechanismus in Flüssigkeiten zu gewinnen.

Wir verfolgen die Beziehung zwischen Strom und Spannung bis einschließlich der Entladung (Abb. 1). Eine in Flüssigkeiten experimentell gewonnene Stromspannungscharakteristik sieht der Charakteristik der Gase äußerlich sehr ähnlich; sie besteht auch aus drei Gebieten. Aber ob es sich in Flüssigkeiten um genau dieselben Vorgänge handelt wie in Gasen, bleibt noch ungeklärt.

Mehrfach durchgeführte Experimente zeigen, daß der Ansatz

$$J = J_0 e^{cU} = J_0 e^{c\delta\mathfrak{E}} \qquad (1)$$

J = Strom,

J_0 = Strom, der erhalten wird, wenn die Kurve

$\lg J = \lg J_0 + c\,U$ für

$U = c$ extrapoliert wird,

c = Exponentialkonstante,

δ = Elektrodenentfernung,

$\mathfrak{E}$ = Feldstärke in kV/cm.

U = Spannung in kV.

die Beziehung zwischen Strom und Feldstärke im 3. Gebiet gut beschreibt. Die Konstanten J_0 und c dieser Gleichung spielen eine beachtenswerte Rolle für die Vorgänge bei hohen Feldstärken. Deshalb sollen an dieser Stelle diese Konstanten physikalisch ganz kurz gedeutet werden.

J_0 wird durch Extrapolation der Gleichung (1) erhalten; die Spannung U wird gleich Null gesetzt. In logarithmischer Darstellung $\lg J = \lg J_0 + c\,U$ ist J_0 direkt als Abschnitt auf der Stromachse abzulesen. J_0 läßt sich als ein Maß der Ionenbildungsstärke bei spontaner Ionisation ansehen. Die Deutung von J_0 geht aus der Abhängigkeit der Stromspannungscharakteristik von der Temperatur hervor. Wir haben

$$J = J_0 \cdot e^{cU} = f(T) \cdot e^{cU}, \qquad (2)$$

wobei die Funktion $J_0 = f(T)$ durch den Ansatz

$$J_0 = J_{0T} \cdot e^{-\alpha/T} \qquad (3)$$

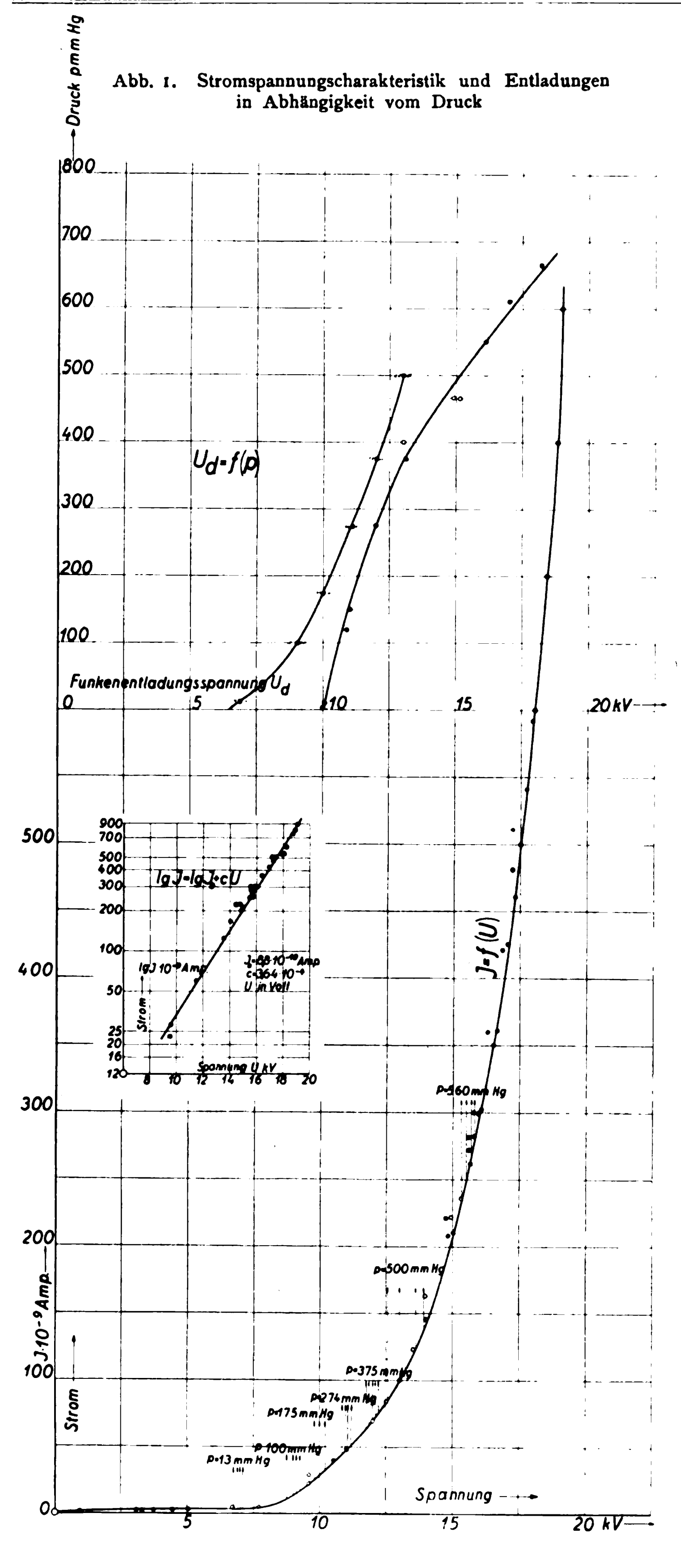


Abb. 1. Stromspannungscharakteristik und Entladungen in Abhängigkeit vom Druck

T = absolute Temperatur,
J_{0T} = die auf $T = 0$ extrapolierte Stromstärke,
α = Exponentialkonstante

gegeben wird. Die Temperaturänderung beeinflußt in der Gleichung (1) nur den Faktor J_0, während die Exponentialkonstante c unverändert bleibt [Gleichung (2)]. Die Form der Charakteristik ändert sich nicht, die ganze Kurve als solche wird gleichmäßig vervielfacht, was wohl auf Temperaturdissoziation schließen läßt. J_0 erscheint hier als Dissoziationsfaktor.

Der Faktor c drückt die Wirkung der hohen elektrischen Feldstärke aus. In den 1. und 2. Gebieten ist diese Wirkung nicht vorhanden, c spielt eine überwiegende Rolle im 3. Gebiet, während J_0 in demselben Gebiet als eine Grundgröße bestehen bleibt. Rein formal entspricht die Konstante c von Flüssigkeiten den Ionisierungszahlen α und β der Gase. Nimmt man an, daß der Stromanstieg im 3. Gebiet durch Neuschaffung der Ionen bedingt wird, so ist c als Ionisationsfaktor der Flüssigkeiten bei hohen Feldstärken zu bezeichnen. Was auch die Ursache des Wiederanstieges des Stromes mit der Spannung im 3. Gebiet sein mag, immer bedeutet c den Grad der Wirkung der hohen Feldstärken. J_0 bedingt die Vorgänge im 3. Gebiet der Stromspannungscharakteristik und in c ist der Mechanismus dieser Vorgänge enthalten. Die Geschwindigkeit der Stromsteigerung mit der Spannung im dritten Gebiet in Flüssigkeiten ist bedeutend geringer als in Gasen. Als ein Maß dafür kann der Faktor c in der obigen Gleichung angesehen werden. Daß c in Flüssigkeiten viel kleiner ist als in Gasen, deutet darauf hin, daß es sich bei Flüssigkeiten um Vorgänge handelt, die bedeutend langsamer vor sich gehen als in Gasen.

Was geschieht mit diesen zwei Konstanten J_0 und c, durch die der Verlauf der Beziehung zwischen Strom und Spannung im 3. Gebiet gegeben wird, wenn der Druck über der Flüssigkeitsoberfläche verändert wird? Weder der „Ionisierungsfaktor" c im 3. Gebiet noch die Ionen-

Tabelle 1

Die Konstanten J_0 und c aus der Gleichung $J = J_0 \cdot e^{cU}$, der Sättigungsstrom J_s, Funkenentladungsfeldstärke $\mathfrak{E}$ und -spannung U in Abhängigkeit von Druck, Temperatur, Elektrodenflächen und -entfernung und Reinheitsgrad der Flüssigkeit.

Einfluß auf	von: Druck zwischen 720 mm und 10 mm Hg	Temperatur	Elektrodenfläche	Elektrodenentfernung	Reinheit der Flüssigkeit
J_s Sättigungsstrom; Ionenbildungsstärke bei spontaner Ionisation (Gebiete 1 u. 2), J_0	unabhängig	abhängig: wächst	wächst	fällt	fällt
c Wirkung der hohen Felder („Ionisationsfaktor") im 3. Gebiet	unabhängig			fällt	
$\mathfrak{E}$ kV/cm Funkenentladungsfeldstärke	„stetige" unabhängig, „unstetige" wächst	Gibt ein Max. zwischen 20—100° C und nach vielen Durchschlägen fällt ohne Max.	Noch unsicher		wächst
U kV Funkenentladungsspannung	wie bei $\mathfrak{E}$	wie bei $\mathfrak{E}$		wächst	wächst

bildungsstärke J_s und auch J_0 werden durch Druckänderung zwischen 720—10 mm Hg bei Mineralölen beeinflußt.

In welcher Beziehung stehen nun die Konstanten J_0 und c mit der Funkenentladungsspannung? Die Entladung bei konstanter Temperatur und Atmosphärendruck tritt oft so auf, als ob sie eine zwingende Schlußfolgerung wäre, die bei der Ausbildung der Stromspannungsverhältnisse herauswächst. Die Annahme, daß die Entladung von den Vorgängen eingeleitet wird, die sich im 3. Gebiet der Stromspannungscharakteristik abspielen, ist nicht von der Hand zu weisen. Der Strom wächst exponentiell dauernd mit der Spannung, und schließlich wird er so groß, daß der Durchschlag eintritt. Es wird sofort der Eindruck erweckt, daß die Größen J_0 und c die Entladungsspannung bestimmen. Die Entladung könnte man in diesem Fall als eine Naturnotwendigkeit der Beziehung zwischen Strom und Spannung ansehen, die sich im 3. Gebiet ausbilden und die durch die Größen J_0 und c gegeben sind. Werden nun durch irgendwelche äußere Einwirkungen die Größen J_0 und c (Stromleitung im 3. Gebiet) beeinflußt, so ist zu erwarten, daß dadurch auch die Funkenentladungsspannung verändert wird und umgekehrt. Das bestätigen die Messungen bei verschiedenen Parametern (vgl. Tabelle 1). Nimmt man aber die Stromspannungscharakteristik zuerst beim Normaldruck und dann bei einem erniedrigten Druck (zwischen 720 bis 13 mm Hg) auf, so durchläuft man genau dieselbe Kurve[1]), bis die Entladung ganz unerwartet, plötzlich ohne jede Voranmeldung in der Stromspannungskurve einsetzt. Der normale Verlauf der $J = f(U)$-Charakteristik wird gewaltsam unterbrochen, man bekommt Unstetigkeiten, Sprünge. Die Messungen bei $p = 13$ mm Hg zeigen, daß sogar im Sättigungsstromgebiet die Funkenentladungen auftreten können. Sie sind in der Stromspannungscharakteristik (Abb. 1) eingetragen. Diese Entladungen kümmern sich nicht um die Konstanten J_0 und c und damit auch nicht um den Verlauf der $J = f(U)$-Kurve im 3. Gebiet. Sie stellen nicht die Bedingung, daß das 3. Gebiet der Charakteristik sich ausbildet, um die Entladung einzuleiten. Auch bei normalem Druck ist oft dieses plötzliche Abreißen der Stromspannungscharakteristik durch Funkenentladung zu beobachten. Es drängt sich danach die Vorstellung auf, daß es zwei Arten der Entladungen gibt. Die eine ist „stetig" und die andere „unstetig". Sehen wir die Entladung als eine Naturnotwendigkeit an, die nur aus der Feldabhängigkeit der Stromleitungsvorgänge hervorgeht, also als eine rein elektrische und reine atomare Angelegenheit, so können wir die Druckunabhängigkeit der Funkenentladungsspannung auf Grund der Unabhängigkeit der $J = f(U)$-Kurve vom Druck voraussagen. Diese Entladung ist aus dem stetigen Verlauf der Stromspannungscharakteristik hervorgegangen zu denken und soll deshalb „stetige" Funkenentladung genannt werden. Die Funkenentladungen, die in der Stromspannungscharakteristik (Abb. 1) als Pfeile eingezeichnet sind, würden dann als Entladungen anderer Art und durch sekundäre Vorgänge bedingte Erscheinung zu betrachten sein. Diese zweite Art der Entladung zerstört den normalen Gang der Stromspannungscharakteristik. An

[1]) Dabei ist vorausgesetzt, daß die Stromspannungskurven vorher reproduzierbar waren.

den Stellen, an denen die Entladung einsetzt, wird die Charakteristik unstetig und deshalb soll sie „unstetige“ Funkenentladung heißen. Durch diese Betrachtung wird die Diskrepanz, die darin besteht, daß die Funkenentladungsspannung sich abhängig vom Druck erweist, während die Stromspannungscharakteristik (J_0, c) druckunabhängig ist, aufgehoben. Die „unstetigen“ Entladungen sind von zusätzlichen, für die eigentliche Flüssigkeit fremdartige Momente hervorgerufen. Diese letzteren können durch äußere Einwirkung beeinflußt werden. Daher ist die Verteilung der Unstetigkeitsstellen in der Stromspannungscharakteristik nicht immer dieselbe. In der Charakteristik $J = F(U)$ (Abb. 1) ist die Verteilung der Sprünge eingezeichnet, die der Kurve *a* derselben Abbildung entspricht. Nimmt man aber viele Durchschläge bei hohen Temperaturen (110 °C) vor, wobei an das Versuchsgefäß eine Pumpe angeschlossen ist, die dauernd evakuiert, und untersucht man dann die Verteilung der Unstetigkeitsstellen, so bekommt man eine neue, grundsätzlich andere Verteilung. Diese neue Verteilung ist durch die Kurve *b* dargestellt[2]); sie ist nicht in die Charakteristik eingezeichnet. Die Behandlungsmethode der Flüssigkeit beeinflußt also die Ursache dieser sekundären Erscheinengen. Die Mitarbeiter des Schumannschen Institutes, die Herren H. Edler und C. A. Knorr, die gleichzeitig mit den vorliegenden Untersuchungen die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung vom Druck eingehend studierten, führen diese zusätzlichen Momente, die man bei der Betrachtung der Stromspannungscharakteristik mit den Sprüngen (druckabhängige Entladungen) als etwas Fremdartiges für die Flüssigkeit anzusehen geneigt ist, auf die Wirkung der leichtflüchtigen Bestandteile und der gelösten Gase in der Flüssigkeit zurück. Es ist ihnen gelungen, die Flüssigkeit so weit zu behandeln, daß die störende Wirkung der sekundären Momente beseitigt wurde. Die Durchschlagsspannung ergab sich dann in dem von ihnen untersuchten Gebiet (zwischen 720 und etwa 5 mm Hg) als praktisch unabhängig vom Druck. Es ist zu erwarten, daß die „stetigen“ Entladungen, soweit sie von den Ionenvorgängen im 3. Gebiet der Stromspannungscharakteristik (J_0, c) verursacht werden, auch bei den Drucken oberhalb des Atmosphärendrucks konstant bleiben und zwar bis zu Drucken, oberhalb der die Konstanten J_s (Ionenbildungsstärke bei spontaner Ionisation), J_0 und c („Ionisationsfaktor“ bei hohen Feldstärken) druckabhängig werden.

Man sieht, daß die Konstanten J_0 (J_s) und c für die „stetige“ Entladungsform von Bedeutung sein können, während sie für die Feldabhängigkeit der Leitfähigkeit eine ausschlaggebende Rolle spielen. Es ist deshalb von Interesse, sie abhängig von verschiedenen Parametern (Temperatur, Reinheitsgrad der Flüssigkeit, Elektrodenfläche und Elektrodenentfernung) zu betrachten und zwar zunächst bei normalen und dann bei verschiedenen Drucken (vgl. Tabelle 1).

Die Abb. 2 zeigt, daß der Sättigungsstrom J_s

[2]) Es soll an dieser Stelle noch erwähnt werden, daß nicht nur der Verlauf der Druckabhängigkeit der Durchschlagsspannung, sondern auch der Verlauf der Temperaturabhängigkeit nicht eindeutig ist. Die von verschiedenen Forschern aufgenommenen Kurven, die die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Temperatur darstellen, zeigen alle in Transformatorenölen ein Maximum und zwar im Temperaturbereich zwischen Zimmertemperatur und etwa 120 °C. Durch elektrische Behandlung, durch viele schwache Entladungen und gleichzeitig fortwährendes Evakuieren bei etwa 100 °C wurde erreicht, daß eine und dieselbe Ölprobe, die vorher ein Maximum in obenerwähntem Temperaturbereich zeigte, dieses Maximum verlor und eine mit der Temperatur abfallende Durchschlagsspannung ergab, wobei die Durchschlagswerte größer wurden (W. O. Schumann, Vertr. Ber. d. Höchstspannungsgesellschaft, Vortrag gehalten auf der Tagung der Höchstspannungsgesellschaft im April 1928 zu Konstanz). Die Kenntnis dieser Tatsache ist wichtig, wenn man die elektrischen Entladungserscheinungen durch die Größen J_0 (J_s) und c zu erklären versucht. Denn im Falle eines Maximums wäre es schwer zu erklären, warum, trotz des größer werdenden J_0 die Durchschlagsspannung mit der Temperatur größer wird. Das Maximum ist durch zusätzliche Momente zu erklären, analog wie auch die Unstetigkeitsstellen der Stromspannungscharakteristik bei verschiedenen Drucken dnrch Ursachen sekundärer Natur hervorgerufen worden sind.

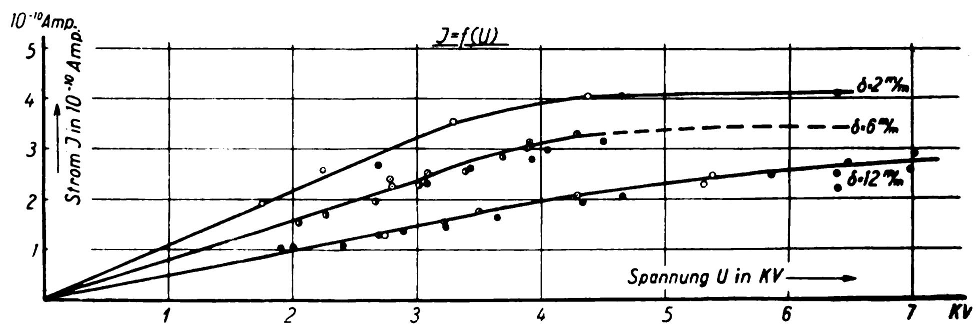


Abb. 2. Stromspannungskurven bei verschiedenen Elektrodenentfernungen in 1. und 2. Gebieten der Charakteristik

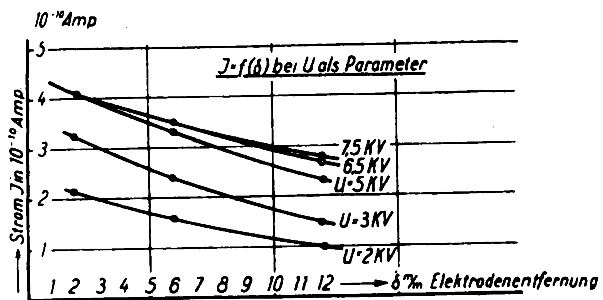


Abb. 3. Stromstärke abhängig von der Elektrodenentfernung in den 1. und 2. Gebieten der Stromspannungscharakteristik (niedrige Feldstärke)

mit der Elektrodenentfernung kleiner wird, aber er fällt nicht umgekehrt proportional der Entfernung (vgl. im Bild 3 die Kurve $J = (\delta)$ bei $U = 6{,}5$ und $U = 7{,}5$ kV). J_s ist aber direkt proportional der Elektrodenoberfläche. Dieser experimentelle Befund bestätigt noch die früher ausgesprochene

bei hohen Feldstärken bezeichnet haben, bei allen Elektrodenflächen unverändert bleibt; alle Geraden haben dieselbe Steigung. Was durch die Flächenänderung beeinflußt wird, ist nur der Faktor J_0 und zwar ist er flächenproportional, wie das aus der Abb. 5 zu ersehen ist.

$$J = J_0\, e^{cU} = f(\Phi)\, e^{cU},$$
$$J_0 = J_{01} \cdot \Phi.$$

J_{01} entspricht 1 cm²-Fläche,
Φ bedeutet Fläche in Quadratzentimeter.

Frühere Messungen, auf die hier nicht eingegangen werden soll, haben gezeigt, daß in unmittelbarer Nähe der Elektroden sich eine besondere Schicht bildet, die sowohl für die Stromleitung als auch für die Entladung von Bedeutung zu sein scheint. Es ist einleuchtend, daß diese Schicht mit der Elektrodenfläche proportional wächst. Daß die Temperaturänderung nur den Faktor J_0 in der Gleichung (1) beeinflußt, während

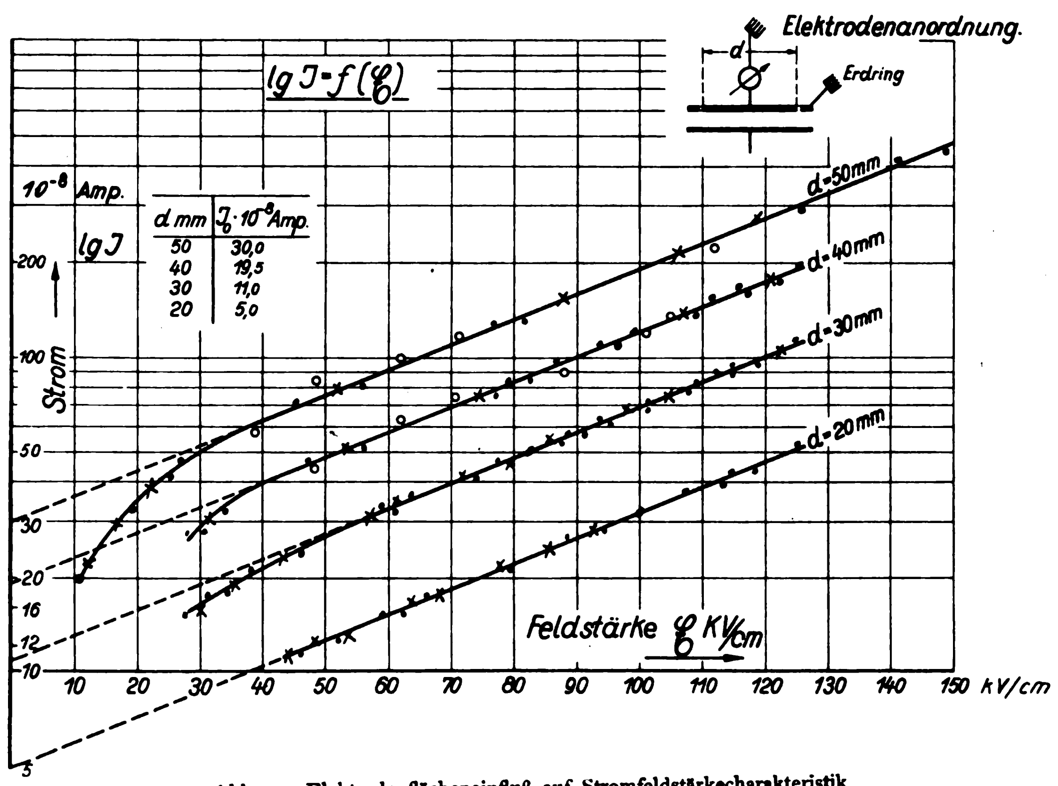


Abb. 4. Elektrodenflächeneinfluß auf Stromfeldstärkecharakteristik

Meinung, daß es sich im ersten und zweiten Gebiet der Charakteristik in dielektrischen Flüssigkeiten nicht um reine Volumenionisation handelt. Abb. 4 zeigt die logarithmische Darstellung der Stromspannungscharakteristiken ($\lg J = \lg J_0 + c\,\mathfrak{E}$) bei verschiedenen Elektrodenflächen und zwar im dritten Gebiet der Charakteristik. Man sieht daraus, daß die Konstante c, die wir als Ionisationsfaktor

der Ionisationsfaktor c bei hohen Feldstärken konstant bleibt, wurde bereits erwähnt. Wie J_0 und c bei Stromdurchgang durch ungereinigte Flüssigkeit beeinflußt werden, zeigt Abb. 6. Die Zahlen an den Kurven 1, 2 ... 7 zeigen die Reihenfolge der aufgenommenen Kurven. Die große Unordnung, die durch die Kurven 1 und 2 in die Kurvenschar hineingebracht wird, ist durch Brücken-

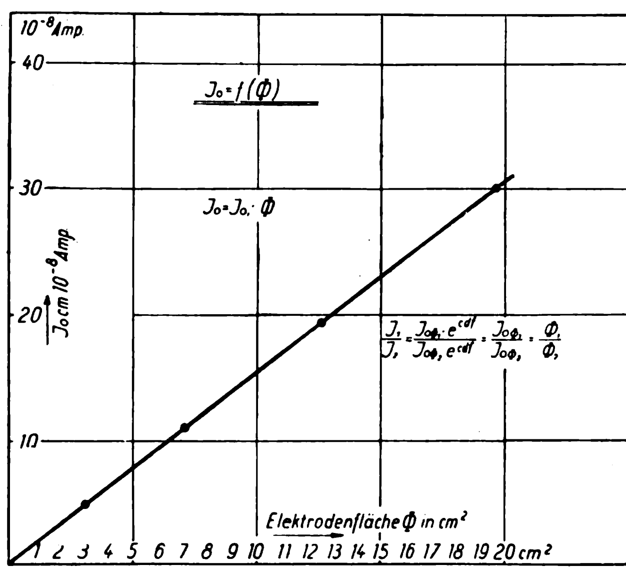


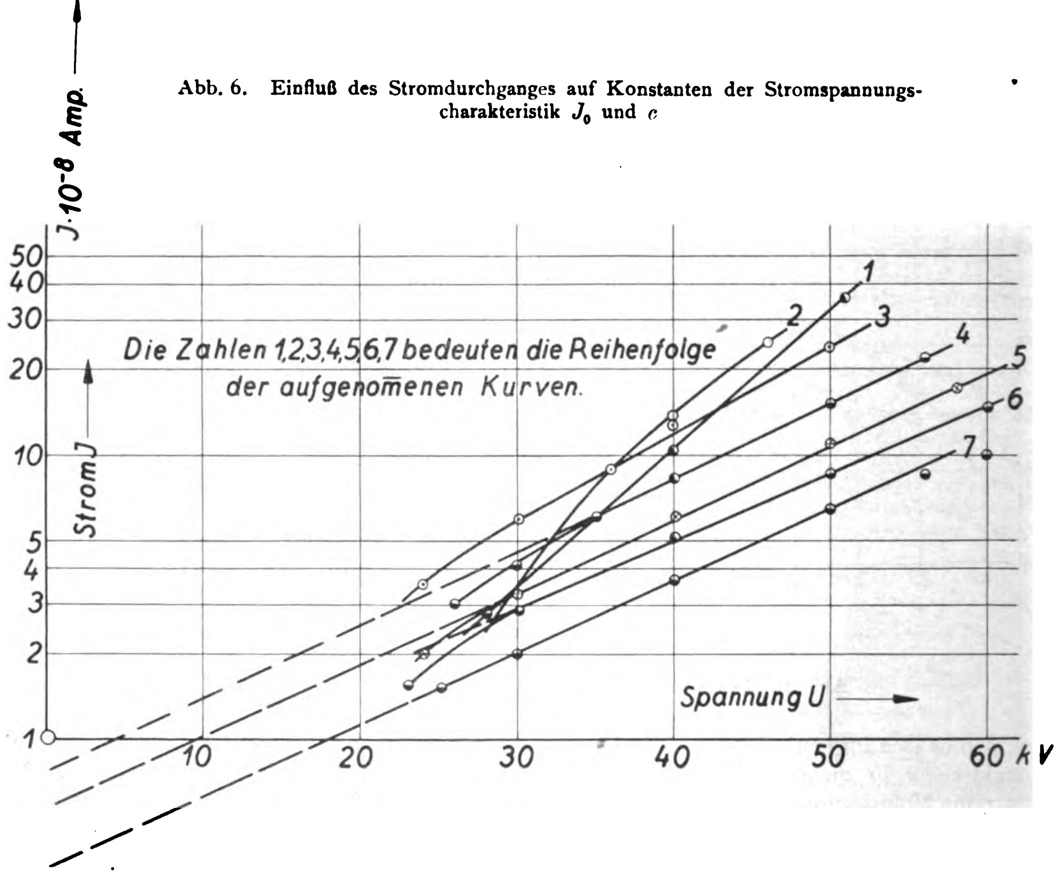
Abb. 5. Flächenabhängigkeit der Konstante J_0

bildung der suspendierten Teilchen zwischen den Elektroden bedingt. Die Kurven 3—7 zeigen, wie der Stromdurchgang hauptsächlich den Faktor J_0 herunterdrückt; die Exponentialkonstante c bleibt praktisch konstant. Die spezifische Wirkung der hohen elektrischen Felder bleibt also unverändert.

Die Druckänderung über der Flüssigkeitsoberfläche ergibt prinzipiell nichts Neues, wenn die Versuche bei verschiedenen, aber konstanten Temperaturen (20—110° C), Reinheitsgrad der Flüssigkeit und Elektrodenanordnung vorgenommen werden. Bei allen diesen Parametern bleiben J_s, J_0 und c unabhängig vom Druck.

Frühere Untersuchungen der Druckabhängigkeit der Durchschlagsspannung, die ebenfalls im Schumannschen Institut von Herrn Kieser[1]) durchgeführt worden sind, haben ergeben, daß die Flüssigkeitshöhe über den Elektroden auf die Durchschlagsspannung einen Einfluß hat. Nimmt man die Stromspannungscharakteristik mit Entladungen in Abhängigkeit vom Druck auf bei verschiedenen Flüssigkeitshöhen, so bekommt man prinzipiell dasselbe Bild. Die Änderung der Flüssigkeitshöhe beeinflußt die Leitfähigkeit nicht.

Abb. 6. Einfluß des Stromdurchganges auf Konstanten der Stromspannungscharakteristik J_0 und c



[1]) Kieser, Über das dielektrische Verhalten einiger Flüssigkeiten bei tiefen Drucken. Archiv f. Elektr. Heft 4 1928.

Zusammenfassung

I. Die Messungen in dielektrischen Flüssigkeiten bei verschiedenen Drucken lassen die Deutung zu, daß es zwei Arten Funkenentladungen gibt: „stetige“ und „unstetige“. Die „stetige“ Entladungsform ist als zwingende Folge der Ausbildung der Stromspannungsverhältnisse

$$J = J_0 e^{cU} = J_0 e^{c\delta\mathfrak{E}}.$$

J = Strom in Amp.,
J_0 vgl. IIa,
c = Exponentialkonstante (vgl. IIb),
δ = Elektrodenentfernung,
U = Spannung,
$\mathfrak{E}$ = Feldstärke

zu betrachten, während die „unstetige“ an beliebigen Stellen der Stromspannungscharakteristik im 3. Gebiet auftreten kann, je nach dem Druck, der über der Flüssigkeitsoberfläche herrscht und durch Vorgänge sekundärer Natur zu erklären ist. Es sind Funkenentladungsspannungen aufgenommen worden, die im Gebiet des Sättigungsstromes liegen. Daraus wird die Schlußfolgerung gezogen, daß diesen Entladungen (unstetige) das 3. Gebiet nicht vorauslaufen muß. Es kann angenommen werden, daß die Konstanten J_0 und c in der obigen Funktion für die „stetige“ Entladung eine Rolle spielen, hingegen sind die „unstetigen“ Entladungen von ihnen nicht abhängig. Die „stetigen“ Entladungen scheinen druckunabhängig (720 bis 10 mm Hg) und die „unstetigen“ druckabhängig zu sein.

II. Der Verlauf der Stromspannungscharakteristik im 3. Gebiet wird durch die Konstanten J_0 und c gegeben.

a) J_0 kann als ein Maß der Ionisationsstärke der Flüssigkeit bei spontaner Ionenbildung betrachtet werden.

J_0 hängt ab von
1. Temperatur,
2. Elektrodenflächen.
3. Elektrodenentfernung.
4. Reinheitsgrad der Flüssigkeit.

J_0 ist unabhängig von
1. Druck (zwischen 720 und 10 mm Hg).

b) Der Exponentialkoeffizient c drückt die Wirkung der hohen elektrischen Feldstärken aus. Rein formal entspricht c den Ionisierungszahlen α und β der Gase. Nimmt man an, daß der Wiederanstieg des Stromes mit der Feldstärke durch Vergrößerung der Ionenbildung zustande kommt, so kann die Konstante c als Ionisationsfaktor bei hohen Feldern bezeichnet werden.

c hängt ab von
1. Elektrodenentfernung,

c ist unabhängig von
1. Druck (zwischen 720 und 10 mm Hg),
2. Temperatur,
3. Elektrodenflächen.

Herrn Prof. Dr. W. O. Schumann bin ich für seine ständige Unterstützung bei Durchführung dieser Arbeit zu großen Dank verpflichtet.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft möchte ich an dieser Stelle meinen ergebensten Dank aussprechen, da mir die Durchführung der Arbeit nur durch die sehr entgegenkommende Bereitstellung von Apparaten und Geldmitteln ermöglicht wurde.

(Eingegangen am 15. Oktober 1929)

Messung der Strömung und der Zähigkeit von Flüssigkeiten mit Widerstandskörpern

Von G. Ruppel und K.-J. Umpfenbach,
Berlin-Siemensstadt

Inhalt: Untersuchung des Widerstandes von Kugeln und Kreisscheiben in Abhängigkeit von der Reynoldsschen Kennzahl und von der Nähe einer umgebenden zylindrischen Wand. Messung der Strömung und Zähigkeit (Viskosität) von Flüssigkeiten in geschlossenen Rohrleitungen.

1. Aufgabe der Untersuchung

Der Strömungswiderstand von Kugeln ist in einem großen Bereich Reynoldsscher Kennzahlen untersucht worden, während der Widerstand von Kreisscheiben nur im turbulenten Gebiet und bei sehr kleinen Kennzahlen bekannt ist. Üblicherweise werden die Versuchsergebnisse durch die Abhängigkeit des durch das quadratische Widerstandsgesetz definierten Beiwertes von der Reynoldsschen Kennzahl dargestellt. In der Bestimmungsgleichung für den Beiwert $\psi = 8W/\pi \varrho v^2 d^2$ bedeutet.

W die ausgeübte Widerstandskraft,
ϱ die Dichte der Flüssigkeit,
v die ungestört gedachte Relativgeschwindigkeit des Widerstandskörpers gegen die Flüssigkeit,
d den Durchmesser des Widerstandskörpers.

Die Reynoldssche Kennzahl ist definiert durch $v \cdot d/\nu$, worin ν die kinematische Zähigkeit (Viskosität) ist.

In Abb. 1 ist der Verlauf der Beiwerte für die Kugel und die Kreisscheibe nach Versuchen von Prandtl und Wieselsberger[1]), Schiller und Schmiedel[2]) u. a. wiedergegeben. Die Maßstäbe sind logarithmisch.

Nicht untersucht ist bisher der Bereich $300 < R < 3600$ der Scheibe, für die ferner im Bereich von $80 < R < 300$ keine zuverlässigen Ergebnisse

[1]) Ergebn. d. Aerodyn. Versuchsanstalt zu Göttingen II. (1923), 28 und Physikal. Zeitschr. **23** (1922), 219.

[2]) Z.F.M. **19** (1928), 497 und Physikal. Zeitschr. **29** (1928), 593.

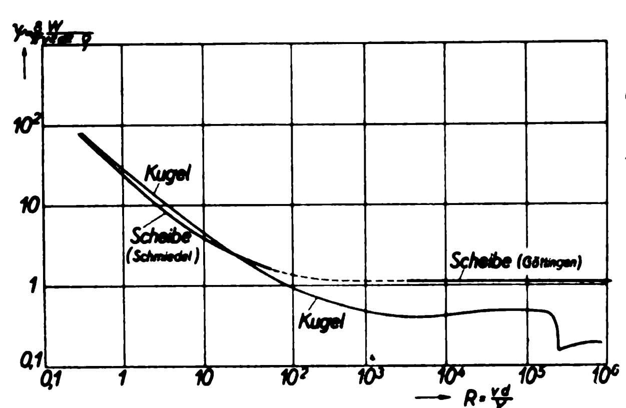


Abb. 1. Widerstandsbeiwerte im freien Flüssigkeitsstrom

vorliegen, da die Versuche von Schmiedel durch Sekundärbewegungen der Scheibe gestört waren.

Die Versuche, über die im folgenden vorläufig berichtet wird, hatten daher einerseits zum Ziel, die Lücke in der Beiwertkurve der Scheibe im Bereich $80 < R < 3600$ auszufüllen, da gerade in diesem Bereich wegen des Übergangs der laminaren zur turbulenten Strömung labile Strömungserscheinungen möglich sind.

Andererseits ist noch nicht experimentell untersucht, in welcher Weise sich die Nähe einer den Widerstandskörper koaxial umgebenden zylindrischen Wand auf den Widerstand auswirkt. Theoretische Ansätze von Stokes[3]) und Ladenburg[4]) einerseits und von Oseen[5]) und Faxén[6]) andererseits sind lediglich dazu benutzt worden, den bei den Versuchen unvermeidlichen Wandeinfluß auf unendliches Kontinuum rechnerisch zu korrigieren. Erfahrungsgemäß wächst der Beiwert um so mehr, je näher eine den Widerstandskösper umgebende Wand rückt.

Unsere Versuche bezweckten daher weiter, den Einfluß der Nähe einer zylindrischen Wand, insbesondere im Hinblick auf die meßtechnische Ausnutzung, experimentell zu untersuchen. Es ist nämlich möglich, die Änderung des Widerstandsbeiwertes mit der Wandnähe im turbulenten Gebiet zur Messung der Strömung (Durchflußmenge je Zeiteinheit), im laminaren Gebiet zur Messung der Zähigkeit einer Flüssigkeit in geschlossener Rohrleitung heranzuziehen.

Da der Verlauf der Beiwertkurve der Kugel im turbulenten Gebiet zeigt, daß diese sich wegen starker, teilweise sprunghafter Änderungen nicht zur Strömungsmessung eignet, wurde der Einfluß der Wandnähe für die Kugel nur im laminaren Gebiet und für die Scheibe sowohl im laminaren als auch im turbulenten Gebiet untersucht.

[3]) Cambr. Trans. **9** (1851).
[4]) Ann. d. Phys. **23** (1907), 447.
[5]) Ark. f. math., astron. o. fys. **6** (1910), 75 u. **9** (1913), 1.
[6]) Ark. f. math., astron. o. fys. **17** (1923), 27.

2. Beschreibung der Versuche

Die Versuche wurden durchgeführt an verschiedenen Apparaten nach der Art der schematischen Skizze Abb. 2. Die Abmessungen der benutzten Apparate variierten sehr stark, ohne daß dadurch

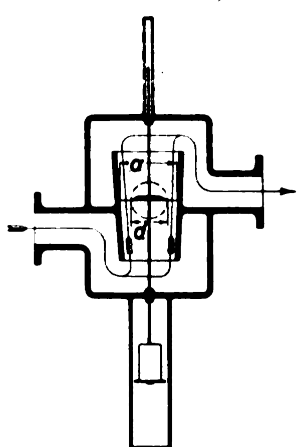


Abb. 2. Versuchsapparatur für Widerstandsmessungen

das einheitliche Ergebnis der Versuche gestört worden wäre. Auch die Versuchsanordnungen waren entsprechend verschieden. Ein Teil der Versuche wurde mit kleinen Laboratoriumsapparaten, andere in großem technischen Maßstabe durchgeführt, wobei die zu den Versuchen benutzten Ölmengen in Eisenbahnkesselwagen aufgefangen und abgewogen wurden.

In einem schwach konischen Rohrstück bewegt sich der Widerstandskörper (wahlweise Kugel oder Scheibe), welcher auf einer dünnen Stange befestigt ist. Die Stange ist oben und unten geführt. Sie trägt unten auswechselbare Gewichte, die in einem mit dem Gehäuse verbundenen, mit ruhender Flüssigkeit gefüllten Rohr angeordnet sind, so daß bei ihrer Auswechslung die umströmten Formen unverändert bleiben. Das obere Ende der Stange wird durch ein Glasrohr beobachtet, so daß an ihm die Stellung des im Flüssigkeitsstrom schwebenden Widerstandskörpers an einer Skala abgelesen werden kann. Die Flüssigkeit strömt von unten nach oben mit einer Geschwindigkeit, die durch Bestimmung der Menge und Zeit bekannt wird. Bei der Auswertung der Versuchsergebnisse wird die Geschwindigkeit auf den jeweiligen freien Rohrquerschnitt vom Durchmesser a in Höhe des größten Querschnitts des Widerstandskörpers vom Durchmesser d bezogen. Die Nähe der Rohrwand drücken wir aus durch den Quotienten d/a.

Die Versuche wurden durchgeführt mit Flüssigkeiten verschiedener Zähigkeit, welche durch Variation der Art und der Temperatur der zugeführten Flüssigkeiten (Öle, Wasser und Wasserdampf) erreicht wurde, und verschiedener Geschwindigkeit, welche durch Änderung des mit dem Widerstands-

körper verbundenen Gewichtes erzielt wurde. Die Strömungskraft, welche an dem Widerstandskörper angreift, ist unter Berücksichtigung des Auftriebes meßbar an diesem Gewicht. Die Nähe der umgebenden Wand ist meßbar durch die Stellung des Widerstandskörpers und der mit ihm verbundenen Stange, nachdem die Abmessungen des Rohres und des Widerstandskörpers festgelegt sind.

Den Versuchen liegt folgender Vorgang zugrunde. Da die von der Flüssigkeit ausgeübte Widerstandskraft gleich dem wirksamen Gewicht des Widerstandskörpers und daher konstant ist, muß irgendein Einfluß, welcher diese Kraft verändern will, kompensiert werden durch die Änderung der Wandnähe, d. h. durch die Stellung des Körpers. Bei den Versuchen wurde der Apparat stets durch eine entsprechende Wahl von Strömung und Zähigkeit auf eine bestimmte Anzahl solcher Stellungen eingestellt, die somit die Rolle des Parameters spielen.

Diese Anordnung weist folgende Merkmale auf: Es ist keine seitliche Sekundärbewegung, insbesondere der Scheibe, im Gebiet der Kármánschen Wirbelstraße möglich, da die Stange geführt ist. Ferner ist eine bequeme Variation der Wandnähe durch Veränderung der Stellung des Körpers und durch Auswechslung des ihn umgebenden Rohres möglich. Hierbei hat sich gezeigt, daß die konische, von der zylindrischen abweichende Form des Rohres eine zu vernachlässigende Rolle spielt, daß man also den Einfluß der Wandneigung in bestimmten Grenzen vernachlässigen kann gegenüber dem Einfluß der Wandnähe. Störend ist dagegen, daß die Führungsstange zu dem erzeugten Widerstand durch die an ihr angreifende Haftreibung beiträgt. Dieser Einfluß ist jedoch gering und läßt sich eliminieren.

Weiterhin besteht gegenüber solchen Versuchen, bei denen der Widerstandskörper in der reibenden Flüssigkeit fällt, eine sogenannte unvollkommene Umkehrung, indem das Bett (das Rohr) ruht. Bei Versuchen im Windkanal liegt derselbe Fall vor, und es hat sich stets ergeben, daß diese Unvollkommenheit der Umkehrung, mindestens bei der turbulenten Strömung, einflußlos ist. Näher zu untersuchen wäre allerdings die Kürze des Rohres bei dem Versuchsapparat und die Art seiner Einlaufbedingungen.

3. Versuchsergebnisse

Abb. 3 zeigt die Beiwertkurven und den Einfluß der Wandnähe für die Scheibe im gesamten Gebiet und Abb. 4 für die Kugel im laminaren Gebiet. Der Parameter der Kurvenschar ist in beiden Abbildungen die Wandnähe. Man erkennt aus Abb. 3, daß jede der Beiwertkurven der Scheibe unterhalb eines gewissen kritischen Wertes der Reynoldsschen Zahl stark ansteigt, daß also im laminaren

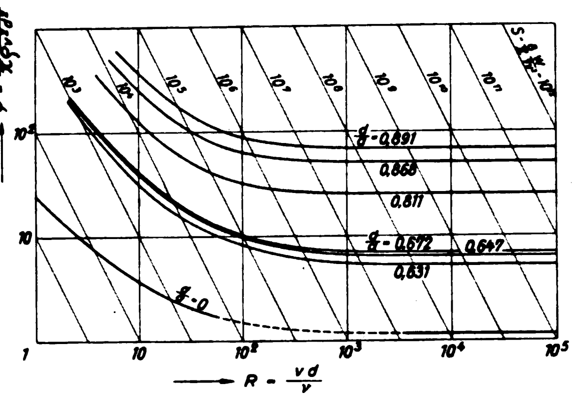


Abb. 3. Widerstandsbeiwerte der Scheibe für verschiedene Wandnähen d/a

Gebiet der Widerstand stark wächst, während im turbulenten Gebiet die konstanten Beiwerte zeigen, daß der Zähigkeitseinfluß verschwindet. Bei der Scheibe verlaufen die Beiwertkurven auch im Übergangsgebiet kontinuierlich. Beim Experimentieren zeigten sich allerdings in diesem Gebiet besondere Schwierigkeiten und Streuungen der Versuchsergebnisse, welche den bereits von Schmiedel vermuteten Einfluß periodischer Wirbelablösungen möglich erscheinen lassen, wobei Resonanzerscheinungen zur Eigenschwingungszahl des Widerstandskörpers auf der Stange denkbar sind. Von diesen noch nicht aufgeklärten geringen Störungen abgesehen, kann man den gleichen kontinuierlichen Übergang, wie er bei endlicher Wandnähe ermittelt wurde, auch für das unendliche Medium, in dem wir nicht gemessen haben, voraussetzen. Wir erhalten somit zwanglos durch Extrapolation die Beiwertkurve der Kreisscheibe im freien Flüssigkeitsstrom auch für das bisher nicht untersuchte Gebiet.

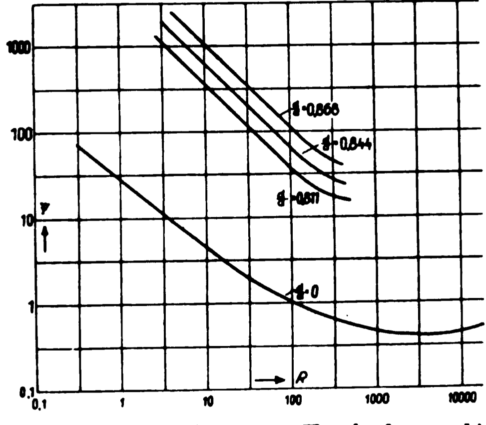


Abb. 4. Widerstandsbeiwerte von Kugeln für verschiedene Wandnähen d/a

Für die Scheibe liegt die kritische Reynoldssche Zahl, welche das Gebiet konstanter Beiwerte

nach unten begrenzt, für alle Wandnähen etwa bei dem Wert 400, wobei die Größe der Wandnähe selbst ohne Einfluß auf diesen Wert ist. Auch im unendlichen Kontinuum ist daher dieser Wert der wahrscheinlichste. Bis zur Reynoldsschen Zahl $R = 1000$ scheint sich das Gebiet eventueller Störungen durch Wirbelablösungen zu erstrecken.

Abb. 4 zeigt für die Kugel im laminaren Gebiet ein der Scheibe ganz ähnliches Verhalten unter dem Einfluß der Wandnähe.

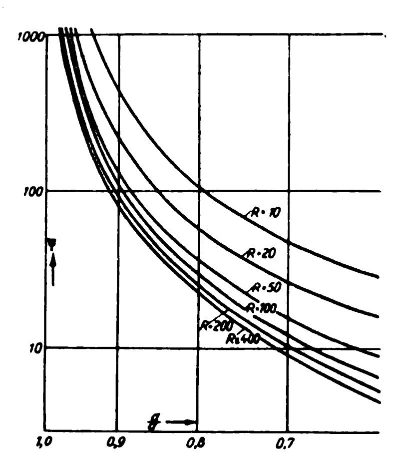


Abb. 5. Widerstandsbeiwerte der Scheibe für verschiedene Reynoldssche Zahlen

Eine andere Darstellung der Versuchsergebnisse mit der Kreisscheibe zeigt Abb. 5, in welchem die Widerstandsbeiwerte abhängig von der Wandnähe für einige Reynoldssche Zahlen als Parameter dargestellt sind.

4. Verwertung der Ergebnisse zur Messung der Strömung (Geschwindigkeit) und Zähigkeit

Bei der Strömungsmessung, zu der wir die Scheibe benutzen, ist die Stellung der mit einem bekannten Gewicht belasteten Scheibe zu dem umgebenden konischen Rohr ein Maß für die Strömung der Flüssigkeit, wenn deren Dichte bekannt ist. Der Betrag der Zähigkeit beeinflußt nur dann die Beziehung zwischen der Einstellung der Scheibe und der Strömung, wenn die Reynoldssche Zahl den angegebenen kritischen Wert 400 unterschreitet. Diese apparative Anordnung ist in verschiedenen Ausführungsformen in der Technik bekannt, ohne daß jedoch bisher die physikalischen Zusammenhänge untersucht worden wären.

Wird also die Wandnähe unter gleichbleibender Widerstandskraft zur Messung der Strömung benutzt, so ändert sich mit der Strömung linear die Reynoldssche Zahl, aber auch der durch die Wandnähe bedingte Widerstandsbeiwert ψ. Hierbei verläuft die Änderung der Reynoldsschen Zahl und des Beiwertes immer auf einer Kurve, deren Parameter, wie sich zeigen läßt, gleich dem Produkt aus Widerstandsbeiwert und Quadrat der Reynoldsschen Zahl ist. Bei der Bildung dieses Produkts entsteht nämlich ein Ausdruck, der von der Geschwindigkeit unabhängig ist. Er hat die einfache Form $S = 8\,W/\pi \cdot \varrho \cdot \nu^2$. Er ist dimensionslos und ist ebenso wie die Reynoldssche Zahl ein Kriterium für die dynamische Ähnlichkeit bei Zähigkeitsreibung, unterscheidet sich von der Reynoldsschen Zahl jedoch dadurch, daß er statt der Geschwindigkeit die Widerstandskraft, aber nicht die Längendimension enthält. Gerade deshalb erweist sich die Benutzung dieses Parameters für die Beurteilung eines Meßinstrumentes nach der Art des Versuchsapparates, bei dem die Konstanz der Widerstandskraft die Grundlage der Messung bildet, als besonders nützlich.

In Abb. 3 sind die Linien $S =$ const. eingezeichnet. Sie verlaufen wegen der logarithmischen Darstellung als schräge Geraden, welche sich auf Grund der analytischen Beziehung $S = \psi \cdot R^2$ eintragen lassen.

Bei der Zähigkeitsmessung muß einer Änderung der Zähigkeit eine Änderung der Stellung des Widerstandskörpers zur umgebenden Wand, d. h. der Wandnähe, entsprechen. Hierbei muß neben der ausgeübten Widerstandskraft und der Flüssigkeitsdichte auch die Strömung konstant und bekannt sein. Es läßt sich zeigen, daß der Parameter der Messung in diesem Fall der Beiwert ψ ist, da er die Zähigkeit nicht enthält. Eine Änderung der Zähigkeit, die an einer Änderung der Reynoldsschen Zahl an der Abszisse von Abb. 3 und 4 abgegriffen werden kann, erzeugt eine um so größere Wandnähenänderung, d. h. eine um so größere Zähigkeitsempfindlichkeit, je kleiner die Reynoldssche Zahl oder je größer die Werte ψ sind. Bei sehr kleinen Reynoldsschen Zahlen etwa ($R < 10$), bei denen das lineare Widerstandsgesetz (Poiseuillesche Strömung) erfüllt ist, ist die maximale Empfindlichkeit erreicht. Eine Schwierigkeit für die Zähigkeitsmessung stellt jedoch im ganzen Bereich die Konstanthaltung der Strömung dar. Der hierdurch erzeugte Fehler der Zähigkeitsmessung geht bei großem ψ proportional der Strömungsänderung ein. Oberhalb der Linie $R = 400$ ist eine Zähigkeitsmessung nicht mehr möglich, worin ja andererseits der Vorteil für die Strömungsmessung liegt.

Bei der Kugel fängt die Empfindlichkeit auf Zähigkeitsänderungen bei größeren Reynoldsschen Zahlen an als bei der Scheibe. Es ist dies daraus zu erklären, daß die Kugel größere Flächen in der Längsrichtung der Strömung für das Haften der Flüssigkeit bietet als die Scheibe.

Zusammenfassung

Der Widerstandsbeiwert der Scheibe verläuft kontinuierlich vom turbulenten ins laminare Gebiet.

Der Anstieg der Beiwertkurve beginnt bei der Reynoldsschen Zahl 400. Der Einfluß einer umgebenden Wand besteht bei der Scheibe und bei der Kugel im untersuchten Bereich im Wesentlichen in einer Parallelverschiebung der logarithmisch dargestellten Beiwertkurven in Richtung steigender Beiwerte. Die maßtechnische Ausnutzung dieses Einflusses wird besprochen.

(Eingegangen am 25. September 1929)

Über Spannungen und Formänderungen kreisringförmiger Membranen

Von E. Schwerin, AEG.-Berlin

Inhalt: Aufstellung der Grundgleichungen des Problems in neuer, sehr einfacher Form. Bestimmung der Integrale in Form von Reihenentwicklungen bzw. in geschlossener Form. Zahlenmäßige Auswertung für einige besondere Belastungsfälle.

Die neuzeitliche, zu immer höheren Drehzahlen drängende Entwicklung des Kraftmaschinenbaues bringt es mit sich, daß für die Steuerungen dieser Maschinen höchste Empfindlichkeit gefordert werden muß. Um diese zu erreichen, verwendet man daher jetzt meist als Fühlorgan, auf das der Steuerimpuls zunächst trifft, nahezu masselose Membranen, d. h. sehr dünne Platten, deren Biegungssteifigkeit als verschwindend angesehen werden kann.

Trotz dieser häufigen Verwendung aber von kreis- und kreisringförmigen Membranen für Regelorgane und Instrumente ist bisher nur die kreisförmige Membran mit gleichmäßig verteilter Belastung näherungsweise von Föppl[1]) und genau von Hencky[2]) untersucht worden, und es soll daher im folgenden die genaue Bestimmung des Spannungs- und Formänderungszustandes insbesondere der praktisch besonders wichtigen, durch Oberflächendruck und Randkräfte belasteten Ringmembranen vollständig durchgeführt werden.

A. Aufstellung der Grundgleichung

Eine homogene, isotrope kreisringförmige Platte (r = Innen-, r = Außenradius), deren Dicke h im Vergleich zu ihren sonstigen Abmessungen so gering ist, daß der Biegungswiderstand als verschwindend gering angesehen werden kann, sei nach Abb. 1 an ihrem Außen- und Innenrand fest eingespannt und sowohl durch den gleichmäßig verteilten Druck p wie durch eine auf die innere starre Kreisscheibe wirkende Einzelkraft P belastet. Dann bestehen zunächst zwischen den Radialspannungen σ_r, den Tangentialspannungen σ_t und den ihnen entsprechenden Dehnungen ε_r, ε_t nach **Hooke** die Beziehungen:

$$\varepsilon_r = \frac{\sigma_r - \nu\sigma_t}{E}; \quad \varepsilon_t = \frac{\sigma_t - \nu\,\sigma_r}{E} \qquad (1)$$

wenn E den Elastizitätsmodul, ν die Querkontraktionsziffer (für Stahl $\nu = 0{,}3$) bezeichnet.

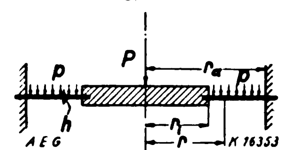


Abb. 1. Ringförmige, innen und außen eingespannte Membran

Die kinematischen Bedingungen des Problems lauten, wenn die Neigung der elastischen Linie gegen die Horizontale als klein vorausgesetzt wird und u die Verschiebung in Richtung des Halbmessers, w die Einsenkung bezeichnet:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{du}{dr} + \frac{1}{2}\left(\frac{dw}{dr}\right)^2 \\ \varepsilon_t &= \frac{u}{r} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Zu den Gleichungen (1) und (2) treten noch zwei Gleichgewichtsbedingungen für die radiale und vertikale Richtung. Für die erstere erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_t h\,dr\,d\varphi &= h\,d\varphi\,d(\sigma_r \cdot r) \\ \text{oder:} \quad \sigma_t &= \frac{d(\sigma_r \cdot r)}{dr} \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

während sich für das Gleichgewicht des innerhalb eines Kreises vom Halbmesser r liegenden Teiles in vertikaler Richtung ergibt:

$$-2\pi r h \sigma_r \frac{dw}{dr} = P + \pi p (r_i^2 - r^2)$$

oder:

$$r\,\sigma_r \cdot \frac{dw}{dr} = \frac{p}{2h}\left[(1 + C_0)\,r_i^2 - r^2\right] \qquad (4)$$

worin:
$$C_0 = -\frac{P}{\pi r_i^2 p} = -\frac{p_0}{p}$$

wenn p_0 die gleichmäßige Druckbeanspruchung der starren Innenplatte vom Halbmesser r_i durch die Gesamtkraft P bezeichnet.

Eliminiert man dann aus (1), (2) $\varepsilon_t\ \varepsilon_r$ sowie u und ersetzt man noch σ_t mittels (3) und dw/dr nach (4) durch σ_r, so erhält man schließlich folgende beiden Gleichungen:

$$r\,\sigma_x \frac{dw}{dr} = \frac{p}{2h}\left[(1 + C_0)\,r_i^2 - r^2\right], \qquad (5a)$$

---

[1]) A. ..s Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik, Bd. III (1907), S. 298.

[2]) H. Hencky, Über den Spannungszustand in kreisrunden Platten mit verschwindender Biegungssteifigkeit. Zeitschr. f. Math. u. Phys. 63 (1915) S. 311.

$$r\frac{d}{dr}\left[\sigma_r + \frac{d(r\sigma_r)}{dr}\right] + \frac{E}{2}\left(\frac{dw}{dr}\right)^2 = 0. \qquad (5\text{b})$$

Eine beträchtliche Vereinfachung dieser Gleichungen läßt sich nun dadurch erzielen, daß man statt r als unabhängige Veränderliche $r^2 = \varrho$ einführt. Beachtet man, daß dann:

$$\frac{dZ}{dr} = \frac{dZ}{d\varrho}\cdot 2\sqrt{\varrho}\,;\quad \frac{d^2 Z}{dr^2} = 4\varrho\frac{d^2 Z}{d\varrho^2} + 2\frac{dZ}{d\varrho}$$

so geht (5b), wenn noch $\frac{dw}{dr}$ mittelst (5a) eliminiert wird, über in:

$$\frac{d^2\sigma_r}{d\varrho^2} + \frac{2}{\varrho}\cdot\frac{d\sigma_r}{d\varrho} + \frac{Ep^2}{32h^2}\,\frac{(\varrho - \varrho_0)^2}{\varrho^3\sigma_r^2} = 0 \qquad (6)$$

worin:

$$\varrho_0 = (1 + C_0)\,r_i^2 \qquad (7)$$

gesetzt ist. Um weiter noch das zweite Glied zum Verschwinden zu bringen, führen wir noch die neue unabhängige Veränderliche: $\bar{\sigma}_r = \sigma_r\cdot\varrho = \sigma_r\cdot r^2$ ein, wodurch (6) die Form annimmt:

$$\frac{d^2\bar{\sigma}_r}{d\varrho^2} + \frac{E}{32}\,\frac{p^2}{h^2}\,\frac{\varrho - \varrho_0}{\bar{\sigma}_r^2} = 0. \qquad (6\text{a})$$

Diese nichtlineare Differentialgleichung II. Ordnung läßt sich noch weiter vereinfachen, wenn abhängige und unabhängige Veränderliche mit geeigneten konstanten Faktoren versehen als neue Veränderliche eingeführt werden. Setzt man nämlich:

$$\left.\begin{aligned} U &= -\frac{\bar{\sigma}_r}{Er_a^2}\sqrt[3]{32\frac{E^2h^2}{p^2r_a^2}} \\ &= -\frac{\sigma_r}{E}\frac{r^2}{r_a^2}\sqrt[3]{32\frac{E^2h^2}{p^2r_a^2}} \end{aligned}\right\} \qquad (8\text{a})$$

und:

$$x = \frac{r^2}{r_a^2} - \frac{r_i^2}{r_a^2}(1 + C_0) = \frac{r^2}{r_a^2} - \frac{r_i^2}{r_a^2}\left(1 - \frac{p_0}{p}\right);$$

$$p_0 = \frac{P}{\pi r_i^2}$$

so geht (6a) in folgende außerordentlich einfache Form über:

$$\boxed{\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{x^2}{U^2}} \qquad (8)$$

B. Integration der Grundgleichung (8) des Problems

Aus Gleichung (8) geht hervor, das bei einer zugleich durch Oberflächendruck p und Einzelkraft P belasteten Membran die Wirkung von P nur in die unabhängige Variable x nach (8a) eingeht; da sonst alles formal ungeändert bleibt, muß auch das allgemeine Integral von Gleichung (8) formal das gleiche sein sowohl für den Fall, daß P und p vorhanden sind als auch wenn die Membran nur durch p belastet ist.

Um nun dieses allgemeine Integral zu gewinnen, liegt es nahe, wie dies auch für den speziellen Fall der kreisförmigen, gleichmäßig belasteten Membran Hencky[3]) getan hat, eine nach Potenzen von x steigende Reihe:

$$U = A_0 + A_1 x + A_2 x^2 + \ldots \qquad (9)$$

in (8) einzuführen und durch Gleichsetzung gleicher Potenzen von x die Beiwerte $A_0\,A_1\,A_2 \ldots$ zu bestimmen. Auf diesem Wege erhält man die Beziehungen:

$$2A_2A_0^2 = 0$$
$$4A_2A_0A_1 + 6A_3A_0^2 = 0$$
$$2A_2(A_1^2 + 2A_0A_2) + 12A_3A_0A_1 + 12A_4A_0^2 = 1$$
$$2A_2(2A_0A_3 + 2A_1A_2) + 6A_3(A_1^2 + 2A_0A_2) + 24A_4A_0A_1 + 20A_5A_0^2 = 0.$$

. . . .

Da nach der ersten dieser Gleichungen entweder $A_2 = 0$ oder $A_0 = 0$ sein kann, ergeben sich folgende beiden Potenzenreihen:

$$\left.\begin{aligned} &A_0 \neq 0 && (A_1 \neq 0) \\ &A_2 = 0 && A_5 = -\frac{1}{10}\frac{A_1}{A_0^3} \\ &A_3 = 0 && A_6 = +\frac{1}{10}\frac{A_1^2}{A_0^4} \\ &A_4 = +\frac{1}{12A_0^2} && A_7 = -\frac{2}{21}\frac{A_1^3}{A_0^5} \end{aligned}\right\} \qquad (9\text{a})$$

bzw.

$$\left.\begin{aligned} &A_0 = 0 && (A_1 \neq 0) \\ &A_2 = +\frac{1}{2A_1^2} && A_5 = -\frac{17}{288A_1^{11}} \\ &A_3 = -\frac{1}{6A_1^5} && A_6 = +\frac{37}{864A_1^{14}} \\ &A_4 = +\frac{13}{144A_1^8} && A_7 = -\frac{1205}{36288A_1^{17}} \end{aligned}\right\} \qquad (9\text{b})$$

Von diesen beiden Lösungen stellt (9a) die allgemeine Lösung von Gleichung (8) in Potenzreihenform mit den beiden frei verfügbaren, aus den Grenzbedingungen zu bestimmenden Integrationskonstanten A_0 und A_1 dar, während (9b) deren nur noch eine — A_1 — enthält, also bereits ein partikuläres Integral ist.

Es sei noch bemerkt, daß für Gleichung (8) sich noch eine andere partikuläre Lösung in geschlossener Form angeben läßt, nämlich:

$$U = A\cdot x^n \qquad (9\text{c})$$

worin, wie sich bei Einsetzen von (9c) in (8) ergibt, A und n die Werte haben:

[3]) a. a. O., Seite 313.

$$A = \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} = \sqrt[3]{2,25} \cong 1,31 \qquad n = \frac{4}{3} \quad (9\,d)$$

Da nach (9c) sich jedoch positive Werte U, also negative σ_r, d. h. Druckspannungen ergeben würden, die die Membran natürlich nicht aufnehmen kann, kommt dieser Lösung keine praktische Bedeutung zu.

Durch die obigen Potenzreihenentwicklungen (9a) (9b) kann das Problem als grundsätzlich gelöst angesehen werden, da aus U sofort σ_r nach (8a), σ_t nach (3) und w nach (5a) bestimmt werden können. Es fragt sich jedoch, ob die entwickelten Reihen konvergieren. Hierüber läßt sich, zumal es sich um eine nichtlineare Differentialgleichung II. Ordnung handelt, nur so viel aussagen, daß die Konvergenz wesentlich von Größe und Richtung von P abhängen wird.

Indessen — und hierin liegt der Wert der erzielten, außerordentlich einfachen Form der Gleichung (8) — auch in den Fällen, in denen die analytische Behandlung des Problems keine oder keine praktisch befriedigende Reihenkonvergenz ergibt, kann stets das Problem mittels Gleichung (8) sehr einfach graphisch gelöst werden. Man hat zu diesem Zweck nur nötig, die Differentialgleichung (8) in die folgende Differenzengleichung überzuführen:

$$\Delta^2 U = \frac{U_{m+1} - 2\,U_m + U_{m-1}}{\lambda^2} = \frac{m^2 \lambda^2}{U_m^2}\,; \quad \lambda = \Delta x \qquad (8\,b)$$

und nun schrittweise U_{m+1} — von m zu $m+1$ fortschreitend — aus den dann bereits bekannten vorhergehenden Werten: U_m und U_{m-1} zu berechnen oder auch graphisch (Abb. 2) durch Berechnung von:

Abb. 2. Graphische Lösung

$$\overline{BC} = \frac{U_{m+1} - 2\,U_m + U_{m-1}}{2} = \frac{m^2 \lambda^4}{2\,U_m^2}$$

und Verlängerung von AB über B hinaus bis zur Vertikalen in $m+1$ den Schnittpunkt D, d. h. die neue Ordinate U_{m+1} aus U_m und U_{m-1} zu konstruieren.[4])

C) Spannungs- und Formänderungszustand der kreisringförmigen, innen freien Membran mit gleichmäßiger Oberflächenbelastung

Im folgenden wollen wir nun zunächst den besonders übersichtlichen Fall der kreisringförmigen, gleichmäßig belasteten Membran mit freiem inneren und eingespannten äußeren Rand näher betrachten.

Da dann für $r = r_i$ die Radialspannung σ_r verschwinden muß und die Partikularlösung (9b) dieser Bedingung genügt, kann (9b) für den vorliegenden Fall benutzt werden. Wir erhalten somit nach (9b) und (8a):

$$\sigma_r = -E \sqrt[3]{\frac{p^2 r_a^2}{32\,E^2 h^2}} \cdot \frac{r_a^2}{r^2} \cdot \left[A_1 \cdot \frac{r^2 - r_i^2}{r_a^2} + A_2 \left(\frac{r^2 - r_i^2}{r_a^2}\right)^2 + \ldots\right], \qquad (10)$$

wo $A_1\, A_2$ die Werte nach (9b) besitzen.

Nach (3) folgt hieraus für die Tangentialspannung σ_t:

$$\sigma_t = \frac{d(r\,\sigma_r)}{dx} = \sigma_r + \frac{d\,\sigma_r}{dx} \cdot \frac{2\,r^2}{r_a^2} = -\sigma_r - 2\,E \sqrt[3]{\frac{p^2 r_a^2}{32\,E^2 h^2}} (A_1 + 2\,A_2 x + 3 A_3 x^2 + \ldots) \qquad (11)$$

Hieraus erkennt man zunächst folgendes:

Für die kreisförmige volle Membran ($r_i = 0$) erhält man beim Grenzübergang $r_i \to 0$ in (10) (11):

$$\sigma_{t\,(r_i = 0)} = -E\,A_1 \cdot \sqrt[3]{\frac{p^2 r_a^2}{32\,E^2 h^2}} \qquad (11\,a)$$

während sich für eine kreisringformige Membran mit unendlich kleiner Innenöffnung nach (11) ergeben würde:

$$\sigma_{t\,(r_i \to 0)} = -2\,E A_1 \sqrt[3]{\frac{p^2 r_a^2}{32\,E^2 h^2}} \qquad (11\,b)$$

d. h. also genau das doppelte des Wertes (11a). Hierdurch wird ein aus der Theorie der biegungssteifen Platten bekanntes Ergebnis auf die Theorie der nicht biegungssteifen Membranen verallgemeinert.

Für die Durchbiegung folgt ferner nach (5a) mit $C_0 = 0$:

$$r\,\sigma_r \cdot \frac{d\,w}{d\,r} = -\frac{p\,r_a^2}{2\,h} \cdot x,$$

woraus nach (8a):

$$-U \cdot E \sqrt[3]{\frac{p^2 r_a^2}{32\,E^2 h^2}} \frac{d\,w}{d\,x} = -\frac{p}{4\,h} x\,r_a^2$$

und

$$\frac{d\left(\frac{w}{r_a}\right)}{d\,x} = \sqrt[3]{\frac{p\,r_a}{2\,E\,h}} \cdot \frac{1}{A_1 + A_2 x + A_3 x^2 + \ldots} \qquad (12)$$

Zwecks Ausführung der Quadratur führen wir den Ansatz:

$$\frac{w}{r_a} = \sqrt[3]{\frac{p\,r_a}{2\,E\,h}} \cdot (D_0 + D_1\,x + D_2\,x^2 + \ldots) \qquad (13)$$

in (12) ein und erhalten für die Beiwerte D fol-

[4]) Bezüglich der praktischen Durchführung vgl. Hencky, Z. f. ang. Math. u. Mech. 1922, (Bd. 2) S. 58—66.

gende Bestimmungsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} D_1 A_1 &= 1 \\ 2 D_2 A_1 + D_1 A_2 &= 1 \\ 3 D_3 A_1 + 2 D_2 A_2 + D_1 A_3 &= 0 \\ 4 D_4 A_1 + 3 D_3 A_2 + 2 D_2 A_3 + D_1 A_4 &= 0, \end{aligned}\right\} \quad (13\text{a})$$

woraus sich ergibt:

$$\left.\begin{aligned} D_1 &= \frac{1}{A_1} & D_4 &= -\frac{55}{576 A_1^{10}} \\ D_2 &= -\frac{1}{4 A_1^4} & D_5 &= \frac{7}{96 A_1^{13}} \\ D_3 &= \frac{5}{36 A_1^7} & D_6 &= -\frac{204}{3456 A_1^{17}} \end{aligned}\right\} \quad (13\text{b})$$

In (10), (11), (13) bleiben noch die beiden Konstanten A_1 und D_0 zu bestimmen. Die letztere erhält man aus der Grenzbedingung: $w = 0$ in $r = r_a$:

$$D_0 = -D_1 \left(1 - \frac{r_i^2}{r_a^2}\right) - D_2 \left(1 - \frac{r_i^2}{r_a^2}\right)^2 - \ldots \quad (13\text{c})$$

während die Konstante A_1 auf folgende Weise gewonnen wird:

Da in $r = r_a$ feste Einspannung vorausgesetzt wird, muß hier die Ringdehnung $\varepsilon_t = 0$, d. h. nach (1) $\sigma_t = \nu \sigma_r$ sein. Nach (10) und (11) erfordert dies, daß:

$$\left.\begin{aligned} &-\sigma_r - 2E \sqrt[3]{\frac{p^2 r_a^2}{32 E^2 h^2}} \\ &\cdot (A_1 + 2 A_2 x_a + 3 A_3 x_a^2 + \ldots) = \nu \sigma_r \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

oder

$$A_1 + 2 A_2 x_a + 3 A_3 x_a^2 + \ldots = \frac{1+\nu}{2} \cdot (A_1 x_a + A_2 x_a^3 + A_3 x_a^3 + \ldots),$$

wo: $$x_a = 1 - \frac{r_i^2}{r_a^2}.$$

Werden hierin noch $A_2 A_3 \ldots$ durch A_1 mittels (9b) ausgedrückt, so erhält man schließlich aus (14) für:

$$X_a = -\left(1 - \frac{r_i^2}{r_a^2}\right) \cdot \frac{1}{A_1^3}$$

folgende Bestimmungsgleichung:

$$\frac{1 - X_a - \frac{X_a^2}{2} - \frac{13}{36} X_a^3 - \frac{85}{288} X_a^4 - \frac{37}{144} X_a^5 - \frac{1205}{5184} X_a^6 - \ldots}{1 - \frac{X_a}{2} - \frac{X_a^2}{6} - \frac{13}{144} X_a^3 - \frac{17}{288} X_a^4 - \frac{37}{864} X_a^5 - \frac{1205}{36288} X_a^6 - \ldots} = \frac{1+\nu}{2} \left(1 - \frac{r_i^2}{r_a^2}\right) \quad (15)$$

Nach Vorstehendem ergeben sich somit folgende Ausdrücke für die Spannungs- und Formänderungsgrößen:

$$\sigma_r = E \frac{r_a^2}{r^2} \sqrt[3]{\frac{p^2 r_a^2}{32 E^2 h^2}} \cdot A_1^4 \left[X - \frac{X^2}{2} - \frac{X^3}{6} - \frac{13}{144} X^4 - \frac{17}{288} X^5 - \frac{37}{864} X^6 - \frac{1205}{36288} X^7 - \ldots\right],$$

$$\sigma_t = -\sigma_r - 2E \sqrt[3]{\frac{p^2 r_a^2}{32 E^2 h^2}} \cdot A_1 \left[1 - X - \frac{X^2}{2} - \frac{13}{36} X^3 - \frac{85}{288} X^4 - \frac{37}{144} X^5 - \frac{1205}{5184} X^6 - \ldots\right],$$

$$\frac{w}{r_a} = \sqrt[3]{\frac{p r_a}{2Eh}} \left[D_0 - A_1^2 \left(X + \frac{X^2}{4} + \frac{5}{36} X^3 - \frac{55}{576} X^4 + \frac{7}{96} X^5 + \frac{205}{3456} X^6 + \ldots\right)\right],$$

$$\frac{f}{r_a} = \frac{w}{r_a}\bigg|_{(r = r_i)} = D_0 \sqrt[3]{\frac{p r_a}{2Eh}},$$

worin

$$D_0 = A_1^2 \left(X_a + \frac{X_a^2}{4} + \frac{5}{36} X_a^3 + \frac{55}{576} X_a^4 + \frac{7}{96} X_a^5 + \frac{205}{3456} X_a^6 + \ldots\right),$$

und

$$X = -\frac{1}{A_1^3} \left(\frac{r^2 - r_i^2}{r_a^2}\right); \quad X_a = -\frac{1}{A_1^3} \cdot \frac{r_a^2 - r_i^2}{r_a^2}$$

gesetzt ist.

Um einen Überblick über die hiernach sich ergebende Spannungsverteilung zu gewinnen, wurden für $\frac{r_i}{r_a} = 0$; 0,1; 0,5; 0,9 die Spannungen und Formänderungen bestimmt. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle angegeben und in Abb. 3 graphisch veranschaulicht.

Aus Abb. 3 erkennt man, daß auch hier wie bei den biegungssteifen Platten die Spannungsverteilung um so gleichmäßiger ist, je größer das Verhältnis r_i/r_a ist. Für kleine Werte desselben findet am Innenrande ein sehr starker örtlicher Spannungsanstieg statt, nach (11a) und (11b) im Grenzwert bis auf das doppelte der Membran ohne Innenöffnung. Die Meridiankurven der durchgebogenen Membran gehen mit wachsendem Verhältnis r_i/r_a von der fast parabelförmigen in die nahezu geradlinige Form über.

D) Spannungs-Formänderungszustand der kreisringförmigen, am Innenrand belasteten, innen und außen eingespannten Membran ohne Oberflächenbelastung

Eine besondere Betrachtung erfordert der Fall, daß eine innen und außen eingespannte kreisringförmige Membran nur durch eine auf den Innenrand verteilte Gesamtlast P — unter Fort-

$$\left(\bar{\sigma}_t = \frac{\sigma_t}{E}\sqrt[3]{\frac{32\,E^2 h^2}{p^2 r_a^{\,2}}}\,;\quad \bar{\sigma}_r = \sqrt[3]{\frac{32\,E^2 h^2}{p^2 r_a^{\,2}}}\,;\quad \bar{w} = \frac{w}{r_a}\sqrt[3]{\frac{2\,E\,h}{p\,r_a}}\right).$$

$\frac{r_i}{r_a}$		$=0$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,94	0,96	1,0
$\frac{r_i}{r_a}=0$	$\bar{\sigma}_t$, $\bar{\sigma}_r$	1,368	—	1,34	—	1,23^5	—	1,06	—	0,77	—	—	—	0,32
	$\bar{\sigma}_r$		—	1,36	—	1,32^5	—	1,27	—	1,18	—	—	—	1,06
	$\bar{w}$	0,823^5	—	0,79	—	0,70^5	—	0,55	—	0,32	—	—	—	0
$\frac{r_i}{r_a}=0{,}1$	$\bar{\sigma}_t$	—	2,272	1,67	1,44	1,31	—	1,08	—	0,77^5	—	—	—	0,31
	$\bar{\sigma}_r$	—	0	1,02	1,19	1,24	—	1,23	—	1,15^5	—	—	—	1,04
	w	—	0,8225	0,80	0,76	0,71	—	0,55^5	—	0,32^5	—	—	—	0
$\frac{r_i}{r_a}=0{,}5$	$\bar{\sigma}_t$	—	—	—	—	—	2,33	1,81	1,41^5	1,05	0,66	—	—	0,19
	$\bar{\sigma}_r$	—	—	—	—	—	0	0,34^5	0,52^5	0,61^5	0,64	—	—	0,62
	$\bar{w}$	—	—	—	—	—	0,75	0,65^5	0,54	0,39	0,22	—	—	0
$\frac{r_i}{r_a}=0{,}9$	$\bar{\sigma}_t$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,37	0,96	0,71	0,024
	$\bar{\sigma}_r$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0	0,050	0,066	0,080
	$\bar{w}$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,34	0,23	0,16	0

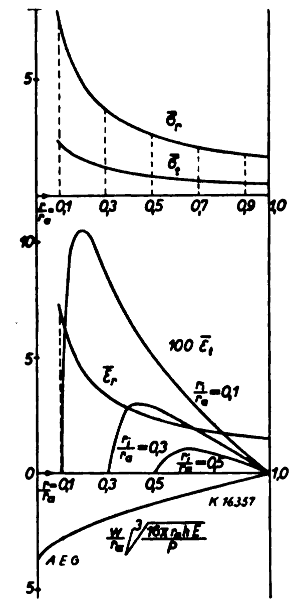


Abb. 3. Spannungen und Formänderungen der nur am Innenrand belasteten Membran

fall jeder Oberflächenbelastung — beansprucht ist.

Da dann $P = 0$, geht die Gleichgewichtsbedingung (4a) über in:

$$P = -\,2\pi r h \sigma_r \frac{d w}{d r}, \tag{4b}$$

während (1), (2), (3), (5b) ungeändert bleiben.

Wird wieder $\varepsilon_t\,\varepsilon_r$ aus (1) (2) eliminiert und werden σ_t und dw/dr nach (3) und (4b) durch σ_r ausgedrückt so folgt aus (5b) zunächst:

$$r\frac{d}{d r}\left[\sigma_r + \frac{d(r\sigma_r)}{d r}\right] + \frac{E P^2}{8\pi^2 h^2 r^2 \sigma_r^{\,2}} = 0\,. \tag{17}$$

Diese nichtlineare Differentialgleichung II. Ordnung nun läßt sich — wie im folgenden gezeigt werden soll — in geschlossener Form lösen. Wir setzen zu diesem Zweck zunächst wieder:

$$r^2 = \varrho$$

und erhalten:

$$\frac{d^2\sigma_r}{d\varrho^2} + \frac{2}{\varrho}\cdot\frac{d\sigma_r}{d\varrho} + \frac{E P^2}{32\pi^2 h^2 \varrho^3 \sigma_r^{\,2}} = 0. \tag{17a}$$

Führt man hierin jetzt $\sigma_r = \frac{\bar{\sigma}_r}{\varrho} = \frac{\sigma_r}{r^2}$ ein, so fällt der erste Differentialquotient heraus, und man erhält:

$$\frac{d^2\bar{\sigma}_r}{d\varrho^2} + \frac{E P^2}{32\pi^2 h^2 \bar{\sigma}_r^{\,2}} = 0\,. \tag{17b}$$

Schließlich läßt sich diese Gleichung auf eine noch einfachere Form dadurch bringen, daß man setzt:

$$\left.\begin{aligned} V &= -\,\frac{\bar{\sigma}_r}{E r_a^{\,2}}\sqrt[3]{\frac{32\pi^2 E^2 h^2 r_a^{\,2}}{P^2}} \\ &= -\,\frac{\sigma_r}{E}\cdot\frac{r^2}{r_a^{\,2}}\sqrt[3]{\frac{32\pi^2 E^2 h^2 r_a^{\,2}}{E^2}} \end{aligned}\right\} \tag{18a}$$

und:

$$\xi = \frac{r^2}{r_a^{\,2}} \tag{18b}$$

womit (17b) übergeht in:

$$\boxed{\frac{d^2 V}{d\xi^2} = \frac{1}{V^2}} \tag{18}$$

Ein erstes Integral dieser außerordentlich einfachen Differentialgleichung kann nun durch Erweiterung mit $dV/d\xi$ und beiderseitige Integration gewonnen werden; es lautet:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dV}{d\xi}\right)^2 = -\,\frac{1}{V} - \frac{C_0}{2}\;(C_0 = \text{Integrationskonstante}),$$

woraus:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\cdot\frac{dV}{d\xi} = \pm\sqrt{-\frac{C_0}{2} - \frac{1}{V}} \tag{19a}$$

oder:

$$\pm\, d\xi \cdot \sqrt{2} = \frac{dV}{\sqrt{\frac{1}{V} - \frac{C_0}{2}}}.$$

Die nochmalige Integration beider Seiten liefert nach einfacher Rechnung, da C_0 — wie aus der weiteren Auswertung hervorgeht — hier nur positiv sein kann:

$$\left.\begin{aligned} \pm\, \xi\sqrt{2} &= \int -\frac{dV}{\sqrt{-\frac{1}{V} - \frac{C_0}{2}}} \\ &= \frac{2\sqrt{2}}{C_0^{3/2}}\left[\frac{Z}{1+Z^2} + \operatorname{arctg} Z\right] + C_2'\cdot\sqrt{2}, \end{aligned}\right\} \quad (19\text{b})$$

worin:

$$Z = \sqrt{-\frac{2}{V\cdot C_0} - 1}, \qquad (19\text{c})$$

was durch die Transformation:

$$Z = \cot\frac{\psi}{2} \qquad (20\text{a})$$

mit:

$$C_0^{-3/2} = C_1; \quad C_2' = -C_2 - \pi\cdot C_0^{-3/2}$$

schließlich übergeht in:

$$(\underline{+})\,\xi = -C_1(\psi - \sin\psi) - C_2 \qquad (20)$$

Wie die weiter unten folgende Auswertung zeigt, ist für positives C_0 und C_1 auf der linken Seite dieser Gleichung nur das negative Vorzeichen zu benutzen. Hierin spielt also der Winkel ψ die Rolle eines Parameters, durch den neben $\xi = \frac{r^2}{r_a^2}$ auch alle übrigen Spannungs- und Formänderungsgrößen auszudrücken sind, um den vollständigen Spannungszustand zu bestimmen.

Wir erhalten zunächst für σ_r bzw. V aus (19c) und (20a):

$$V = -\frac{2}{C_0}\sin^2\frac{\psi}{2} = -(1-\cos\psi)\sqrt[3]{C_1^2} \qquad (21)$$

Für die Tangentialspannung σ_t folgt nach (3):

$$\sigma_t = \frac{d(r\sigma_r)}{dr} = \sigma_r + 2\varrho\cdot\frac{d\sigma_r}{d\varrho}$$

oder mit:

$$-\frac{\sigma_t}{E}\cdot\frac{r^2}{r_a^2}\sqrt[3]{\frac{E^2 h^2 r_a^2\cdot 32\pi^2}{P^2}} = W \qquad (22)$$

unter Benutzung von (18a), (19a), (21):

$$\left.\begin{aligned} W &= -V - 2\xi\sqrt{-C_0 - \frac{2}{V}} \\ &= \frac{2}{\sqrt[3]{C_1}}\left(C_1\sin^2\frac{\psi}{2} - \xi\cot\frac{\psi}{2}\right) \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

Aber auch die Durchbiegung w läßt sich äußerst einfach in geschlossener Form ausdrücken. Man hat nämlich nach (4b):

$$-\frac{P}{2\pi h r\sigma_r} = \frac{dw}{d\varrho}$$

und daher:

$$\frac{d\left(\frac{w}{r_a}\right)}{d\xi} = \frac{1}{V}\cdot\sqrt[3]{\frac{P}{2\pi h r_a E}}.$$

Die Integration beider Seiten dieser Gleichung ergibt:

$$\frac{w}{r_a} = \sqrt[3]{\frac{P}{2\pi h r_a E}}\cdot\int\frac{d\xi}{V}.$$

Setzt man hierin $d\xi$ nach (20) und V nach (21) ein, so folgt:

$$\left.\begin{aligned} \frac{w}{r_a} &= \sqrt[3]{\frac{P}{2\pi h r_a E}}\cdot\int\frac{C_1(1-\cos\psi)\,d\psi}{-(1-\cos\psi)\sqrt[3]{C_1^2}} \\ &= (\psi_a - \psi)\sqrt[3]{\frac{P}{2\pi r_a h E}}. \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Hiermit ist die vollständige Integration von (18) durchgeführt; es sei jedoch bemerkt, daß auch hier ein partikuläres Integral von (18) existiert, dem sogar, wie wir weiter unten sehen werden, eine gewisse Bedeutung zukommt. Setzt man nämlich:

$$V = a\,\xi^m, \qquad (25)$$

so wird Gleichung (18) befriedigt, wenn:

$$m = \frac{2}{3}; \quad a = -\sqrt[3]{\frac{9}{2}} \cong -1{,}651$$

gewählt wird, so daß also dann:

$$V = -\sqrt[3]{\frac{9}{2}}\,\xi^2,$$

somit:

$$\sigma_r = E\sqrt[3]{\frac{P^2}{32\pi^2 E^2 h^2 r_a^2}\cdot\frac{9}{2\xi}} \qquad (26\text{a})$$

und

$$\sigma_t = E\sqrt[3]{\frac{P^2}{32\pi^2 E^2 h^2 r_a^2}\cdot\frac{1}{6\xi}}, \qquad (26\text{b})$$

d. h. also:

$$\sigma_t = \frac{1}{3}\cdot\sigma_r \qquad (26)$$

Demnach würde, wenn das Membranmaterial die Querkontraktionsziffer $\nu = \frac{1}{3}$ besitzt, überall nach (1) die Ringdehnung

$$\varepsilon_t = 0 \qquad (26\text{c})$$

werden und das Partikularintegral (25) dann auch die Grenzbedingung der Einspannung außen und innen und zwar unabhängig von der Größe von r_i/r_a befriedigen.

Die Radialdehnung hingegen würde in diesem Falle $\nu = \frac{1}{3}$:

$$\varepsilon_r = \frac{8}{9} \sqrt{\frac{9}{2\xi}} \cong \frac{1{,}47}{\sqrt[3]{\xi}} \tag{26d}$$

und für die Durchbiegung findet man mittels einer einfachen Quadratur aus (4b):

$$\frac{w}{r_a} = \left(1 - \sqrt[3]{\xi}\right) \cdot \sqrt[3]{\frac{3P}{\pi h r_a E}} \tag{26e}$$

mit dem Grenzwert:

$$\frac{w}{r_{a\,(r_i \to 0)}} = \sqrt[3]{\frac{3P}{\pi h r_a E}},$$

wobei dann allerdings $\sigma_r = \sigma_t = \infty$ würden.

Aber dem Fall $\nu = \frac{1}{3}$ kommt überhaupt eine Ausnahmestellung zu, wie man erkennt, wenn man dazu übergeht, die zwei Konstanten C_1 und C_2 der allgemeinen Lösung (20) aus den Grenzbedingungen zu bestimmen.

Zu diesem Zweck setzen wir, da die Membran außen und innen eingespannt gedacht ist:

$$\varepsilon_{t\,(r = r_i)} = 0, \qquad \varepsilon_{t\,(r = r_a)} = 0$$

oder nach (1) und (3):

$$\frac{d(r\sigma_r)}{dr} = \nu\sigma_r \text{ für } r = r_i \text{ und } r = r_a.$$

Wendet man auch hierauf die obigen Transformationen an, so geht dies über in:

$$\frac{dV}{d\xi} = \frac{1+\nu}{2} \cdot V_{\binom{r=r_i}{r=r_a}}$$

oder unter Benutzung von (19a) und (20a) nach einfacher Rechnung:

$$\left.\begin{aligned} (+)\,\xi_i &= -(1+\nu)\,C_1 \cdot \frac{\sin^3 \frac{\psi_i}{2}}{\cos \frac{\psi_i}{2}} \\ (+)\,1 &= -(1+\nu)\,C_1 \cdot \frac{\sin^3 \frac{\psi_a}{2}}{\cos \frac{\psi_a}{2}} \\ \left(\xi_i = \frac{r_i^2}{r_a^2};\right.&\left.\quad \xi_a = \frac{r_a^2}{r_a^2} = 1\right). \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

Zur Bestimmung von C_1 und C_2 sowie von ψ_i und ψ_a hat man also nach (20), (27) die Gleichung:

$$\left.\begin{aligned} \xi_i &= C_1(\psi_i - \sin\psi_i) + C_2 = (1+\nu)\,C_1 \cdot \frac{\sin^3 \frac{\psi_i}{2}}{\cos \frac{\psi_i}{2}} \\ 1 &= C_1(\psi_a - \sin\psi_a) + C_2 = (1+\nu)\,C_1 \cdot \frac{\sin^3 \frac{\psi_a}{2}}{\cos \frac{\psi_a}{2}}, \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

aus denen wir zunächst bei Elimination von C_1, C_2 erhalten:

$$\left.\begin{aligned} &\psi_i - \sin\psi_i - (1+\nu) \cdot \frac{\sin^3 \frac{\psi_i}{2}}{\cos \frac{\psi_i}{2}} \\ &= \psi_a - \sin\psi_a - (1+\nu) \cdot \frac{\sin^3 \frac{\psi_a}{2}}{\cos \frac{\psi_a}{2}} \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

und:

$$\xi_i = \frac{\dfrac{\sin^3 \frac{\psi_i}{2}}{\cos \frac{\psi_i}{2}}}{\dfrac{\sin^3 \frac{\psi_a}{2}}{\cos \frac{\psi_a}{2}}} \tag{30}$$

Die Auflösung dieser beiden transzendenten Gleichungen nach ψ_i und ψ_a geschieht am besten graphisch (Abb. 4) in der Weise, daß man die Funktionen:

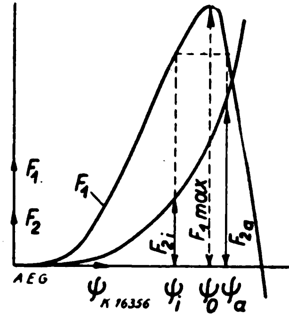


Abb. 4. Graphische Lösung

$$F_1 = \psi - \sin\psi - (1+\nu) \cdot \frac{\sin^3 \frac{\psi}{2}}{\cos \frac{\psi}{2}}$$

und:

$$F_2 = \frac{\sin^3 \frac{\psi}{2}}{\cos \frac{\psi}{2}}$$

über derselben Abszisse aufträgt, und, von $F_1 = 0$ beginnend, Horizontalen durch F_1 legt; deren Schnittpunkte geben heruntergelotet ψ_i und ψ_a auf der Abszisse an, und gleichzeitig erhält man aus dem Verhältnis der zugehörigen Ordinaten von F_2 an den Stellen ψ_i und ψ_a das zugehörige Verhältnis $\xi_i = \frac{r_i^2}{r_a^2}$.

Hierbei zeigt sich jedoch, daß die in Betracht kommenden, zwischen $\psi = 0$ und $\psi \cong 40^0$ liegenden Werte von F_1 sehr klein — von der Größenordnung 10^{-4} — sind, und daß die obige Konstruktion von ψ_i und ψ_a von einem bestimmten Wert von ν an nicht mehr möglich wird.

Um diesen Wert zu bestimmen, führen wir in F_1 wieder gemäß (20a) $\psi = 2 \operatorname{arc cot} Z$ ein, so daß F_1 übergeht in:

$$F_1 = \pi - 2\left[\frac{Z}{1+Z^2} + \frac{1+\nu}{2} \cdot \frac{1}{(1+Z^2)Z} + \operatorname{arctg} Z\right] \qquad (31)$$

und bestimmen das relative Maximum dieser Funktion. Man findet als Stelle dieses Maximums:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{1+\nu}{1-3\nu}} \qquad (32a)$$

und für $F_{1\max}$ selbst:

$$F_{1\max} = \pi - \frac{3}{2}\sqrt{(1+\nu)(1-3\nu)} - \operatorname{arctg}\sqrt{\frac{1+\nu}{1-3\nu}} \qquad (32b)$$

Man erhält hieraus also das interessante Ergebnis, daß reelle Werte von Z_0 und somit reelle Lösungen des gesuchten Spannungszustandes überhaupt nur für: $\nu \leqq \frac{1}{3}$ existieren, und man wird schließen können, das für Werte $\nu > \frac{1}{3}$ die vorausgesetzte axiale Symmetrie des Spannungszustandes bei beiderseitiger Einspannung nicht mehr möglich ist und ein wellenförmiges Ausbeulen der Membran eintritt.

Das Partikulärintegral stellt diesen Grenzfall dar, was noch mehr hervortritt, wenn man zahlenmäßig nach obigen Gleichungen den Spannungsverlauf bestimmt. Wählt man z. B. Membranen mit: $\frac{r_i}{r_a} = 0{,}1;\ 0{,}3;\ 0{,}5;\ 0{,}7;\ 0{,}9$ so erhält man für $\nu = 0{,}3$ die in folgender Tabelle zusammengestellten Ergebnisse:

$\frac{r_i}{r_a}$	ψ_i	ψ_a	C_1	$C_2 \cdot 10^4$
0,1	8° 34′	39° 45′	18,411	− 2,44
0,3	17° 14,5′	38° 28′	20,324	− 18,85
0,5	23°	36° 30′	23,781	− 43 24
0,7	27° 0,5′	34° 15′	35,063	− 69,06
0,9	27° 54′	32° 4,5′	28,782	− 92,73

ferner, mit:

$$\bar{\sigma}_r = \frac{\sigma_r}{E} \cdot C; \quad \bar{\sigma}_t = \frac{\sigma_t}{E} \cdot C; \quad \bar{\varepsilon}_r = \varepsilon_r \cdot C; \quad \bar{\varepsilon}_t = \varepsilon_t C;$$

$$C = \sqrt[3]{\frac{32\,\pi^2 E^2 h^2 r_a^2}{P^2}}$$

$$\bar{w} = \frac{w}{r_a}\sqrt[3]{\frac{2\pi r_a h E}{P}}.$$

Diese Zahlenwerte sind in Abb. 5 graphisch veranschaulicht, wobei sich zeigt, das für $\bar{\sigma}_r\, \bar{\sigma}_t\, \bar{\varepsilon}_r\, \bar{w}$ der Verlauf der Kurven fast vollkommen von $\frac{r_i}{r_a}$ unabhängig ist, abgesehen natürlich davon, daß

$\frac{r_i}{r_a} = 0{,}1$							$\frac{r_i}{r_a} = 0{,}3$						
ψ	ξ	$\bar{\sigma}_r$	$\bar{\sigma}_t$	$\bar{\varepsilon}_t$	$\bar{\varepsilon}_r$	$\bar{w}$	ψ	ξ	$\bar{\sigma}_r$	$\bar{\sigma}_t$	$\bar{\varepsilon}_t$	$\bar{\varepsilon}_r$	$\bar{w}$
8°34′	0,010	7,78	2,33^4	0	7,08	1,44	17°14,5′	0,090	3,69	1,11	3,35^5	0	1,01
10°	0,016	6,60	2,05^5	0,075	6,03	1,37	18°	0,103	3,55	1,075	3,23	0,010	0,975
12°	0,028	5,46	1,74	0,102^5	4,93^5	1,28	20°	0,141	3,18	0,98	2,88	0,0265	0,88
16°	0,066	4,07	1,31^5	0,095	3,69	1,095	24°	0,245	2,63	0,82	2,38	0,0295	0,69
20°	0,129^5	3,25	1,05	0,094	2,94	1,910	28°	0,389	2,24	0,695	2,03	0,023	0,50
24°	0,223	2,70	0,86	0,055	2,44	0,726	32°	0,579	1,955	0,60	1,775	0,0135	0,31
28°	0,353	2,31	0,73	0,037	2,09	0,542	36°	0 822	1,73	0,525	1,57	0,006	0,12
32°	0,526	2,01	0,63	0,027	1,82	0,357							
36°	0,746	1,785	0,55	0,014	1,62	0,173	38°28′	1,000	1,62	0,485	1,47	0	0
39°45′	1,000	1,61	0,485	0	1,46	0							

$\frac{r_i}{r_a} = 0{,}5$							$\frac{r_i}{r_a} = 0{,}7$					$\frac{r_i}{r_a} = 0{,}9$				
ψ	ξ	$\bar{\sigma}_r$	$\bar{\sigma}_t$	$\bar{\varepsilon}_t$	$\bar{\varepsilon}_r$	$\bar{w}$	ψ	ξ	$\bar{\sigma}_r$	$\bar{\sigma}_t$	$\bar{w}$	ψ	ξ	$\bar{\sigma}_r$	$\bar{\sigma}_t$	$\bar{w}$
23°	0,25	2,63	0,79	0	2,39	0,68	27°0,5′	0,49	2,09	0,63	0,39	29°54	0,81	1,76	0,53	0,124
24°	0,284	2,51	0,76	0,004	2,29	0,63	28°	0,55	2,01	0,605	0,33^5	30°	0,82	1,75^5	0,52^5	0,1185
26°	0,362	2,31	0,70	0,010	2,10	0,53	30°	0,67	1,87	0,56	0,23	31°	0,90	1,69^5	0,51	0,061
30°	0,557	1,99	0,61	0,009	1,81	0,33	31°	0,74	1,81	0,54^5	0,17	32°	0,99	1,64	0,49^5	0,043
32°	0,6755	1,86	0,565	0,007	1,67	0,225	32°	0,815	1,75	0,53	0,12	32°4,5′	1,00	1,63^5	0,49	0
34°	0,8095	1,75	0,53	0,004	1,59	0,125	34°15′	1,00	1,63	0,49	0					
36°30′	1,000	1,62	0,49	0	1,48	0										

die Kurven an den entsprechenden anderen Stellen $r = r_i$ beginnen. Außerdem ergibt sich, daß die Ringdehnungen ganz gering gegenüber den Radialdehnungen werden und ihre an sich geringen Werte nicht die Unabhängigkeit der übrigen Größen von $\frac{r_i}{r_a}$ aufweisen, sondern einen charakteristischen durch ein Maximum ausgezeichneten

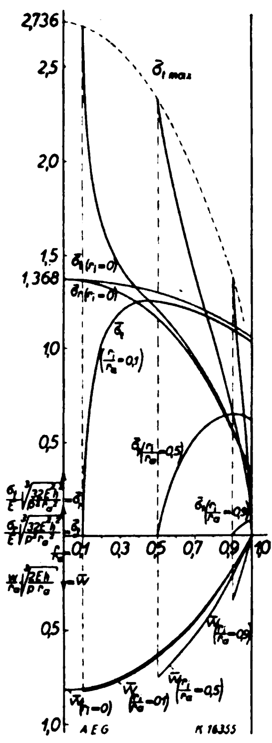


Abb. 5. Spannungen und Formänderungen der gleichmäßig belasteten, innen freien Membran

Verlauf zeigen. Die Gestalt der deformierten Membran ist die eines Trichters, und zwar ist auch seine Form fast vollkommen unabhängig von $\frac{r_i}{r_a}$.

Zugleich aber zeigt sich, daß die Partikularlösung für $\sigma_r, \sigma_t, \varepsilon_r, w$, Kurven ergibt, an die sich die Werte der obigen Tabelle eng anschließen; die Partikularlösung bildet also eine Art Umhüllende, über die hinaus keine reellen, axialsymmetrischen Lösungen mehr möglich sind.

Zusammenfassung

In der vorstehenden Untersuchung wird die von Hencky gegebene Theorie der kreisförmigen Membran auf kreisringförmige Membranen verallgemeinert. Zu diesem Zweck wird zunächst durch geeignete Transformationen die Differentialgleichung der durch Randkräfte und Oberflächendruck zugleich belasteten Membran auf eine außerordentlich einfache Form gebracht und durch Potenzreihenentwicklung streng integriert, wobei die Bedeutung jener einfachen Form besonders auch darin liegt, daß dieselbe das Problem der graphischen Behandlung auch in solchen Fällen leicht zugänglich macht, wo das analytische Verfahren infolge mangelnder Reihenkonvergenz vollständig versagt.

Auf Grund der gewonnenen Differentialgleichung wird der Fall der nur gleichmäßig belasteten, ringförmigen außen eingespannten, innen freien Membran vollkommen entwickelt und zahlenmäßig ausgewertet. Die Ergebnisse zeigen, daß der Spannungszustand um so gleichmäßiger wird, je schmaler die Membran im Verhältnis zum Außenradius ist; wird hingegen der Radius der Innenöffnung sehr klein, so zeigt sich dort ein örtlicher Spannungsanstieg, der im Grenzfall das Doppelte der Spannung in der undurchbohrten Membran beträgt, wodurch ein für biegungssteife Platten bekanntes Resultat auf dünne Membranen erweitert wird. Schließlich wird auch für den Fall der nur durch eine Belastung des inneren Randes beanspruchten, beiderseits eingespannten Membran die Differentialgleichung des Problems auf eine besonders einfache Form gebracht und streng in geschlossener Form integriert; auch die für den besonderen Fall $\nu = \frac{1}{3}$ die Grenzbedingungen befriedigende einfache Partikularlösung wird angegeben, so daß also der bisher einzige geschlossen lösbare Fall des unendlich langen, gleichmäßig belasteten Plattenstreifens nicht mehr allein steht. Die Ergebnisse zeigen auch hier bei kleiner Innenöffnung einen beträchtlichen örtlichen Spannungsanstieg und gleichmäßigere Spannungsverteilung bei schmalen Membranen. Die Meridiankurven der deformierten Membran gehen mit wachsendem Öffnungsverhältnis von der nahezu parabolischen in die fast geradlinige Form über; eigentümlich ist jedoch, daß sich für die Radial- und Tangentialspannungen, die Radialdehnung und Durchbiegung nahezu vollständige Unabhängigkeit des Verlaufs vom Öffnungsverhältnis der Membran ergibt. Die gegen die Radialdehnungen sehr kleinen Ringdehnungen zeigen einen charakteristischen, ein Maximum aufweisenden Verlauf. Die Gestalt der deformierten Membran ist trichterähnlich. Zugleich zeigt sich, daß das erwähnte Partikularintegral den Grenzfall $\nu = \frac{1}{3}$ darstellt, dem sich die Lösungen für kleinere Werte von ν mehr und mehr nähern, und über den hinaus unter der hier gemachten Voraussetzung axialer Symmetrie des Spannungszustandes reelle Lösungen nicht mehr möglich sind.

(Eingegangen am 11. Oktober 1929)

6. Abteilung: Verschiedenes

Wie wächst die Sicherheit durch Wiederholung von Versuchen?

Ein Beitrag zu den Problemstellungen der technischen Großzahlforschung

Von H. C. Plaut, Berlin

Inhalt: Auf mathematischer Grundlage wird erörtert, welcher Zuwachs an Sicherheit durch Wiederholung von Versuchen bei eigenen Untersuchungen und Abnahmeprüfungen zu erzielen ist. Es zeigt sich, daß der Gewinn an Sicherheit im allgemeinen durch die Formeln der alten Fehlertheorie annähernd richtig wiedergegeben wird, die jedoch keine ganz erschöpfende Beantwortung der Fragestellung liefert. Diese wird vielmehr durch einen anderen allgemeineren Ansatz gegeben. Das Problem der Abnahmeprüfung erfordert eine etwas andere mathematische Behandlung als das der eigenen Versuche; auch hierfür wird die Lösung zahlenmäßig angegeben.

In technischen Abnahmevorschriften und Bedingungen findet man oft die Klausel, daß, wenn eine erste Abnahmeprüfung ein ungünstiges Ergebnis zeitigt, der Lieferer das Recht hat, eine Wiederholung der Prüfung zu verlangen und, wenn diese zweite Prüfung ein die Vorschriften befriedigendes Ergebnis liefert, die Abnahme erfolgen muß. Eine solche Wiederholung der Prüfung — wie überhaupt technischer oder physikalischer Versuche — kann einen zweifachen Sinn haben.

Erstens kann man annehmen, daß in der ersten Prüfung einzelne Meß- oder Anordnungsfehler von erheblicher Einwirkung vorkommen, von denen man hofft, daß sie bei einer zweiten Prüfung nicht wieder auftreten werden. Eine Wiederholung der Prüfung aus solchen Gründen ist in gewissem Sinne schwer zu rechtfertigen. Denn wenn derartige Fehlerquellen von merklicher Größe vorliegen, müßte man eigentlich in der Lage sein, sie zu finden. Kennt man sie aber nicht, so hat man keinerlei Gewähr dafür, daß sie sich bei einer Wiederholung der Prüfung nicht ebenfalls wieder einstellen werden. Findet man sich aber damit ab, daß mit solchen Fehlerquellen erheblichen Einflusses, die man nicht auffinden kann, gerechnet werden muß, so folgt jedenfalls daraus, daß eine Wiederholung unter möglichst andersartigen experimentellen Bedingungen durchzuführen ist. Denn je mehr die Anordnung des zweiten Versuches von der des ersten abweicht, um so weniger wahrscheinlich ist die Wiederholung des unbekannten Fehlers in derselben Richtung.

Zweitens kann die Wiederholung von Versuchen den Sinn haben, daß eine große Zahl kleiner und an sich weniger wichtiger Fehler unschädlich gemacht werden soll. In diesem Fall läßt sie sich durchaus rechtfertigen. Zunächst ist eine große Anzahl kleiner Fehler, wie sie typisch bei den eigentlichen Beobachtungsfehlern auftritt, schwer zu analysieren, so daß ihre Aufklärung nicht unbedingt gefordert werden kann. Die Beseitigung ihrer Wirkung ist aber deshalb um nichts weniger Erfordernis. Ferner kann bei einer großen Zahl unabhängiger Fehler mit Recht auf Grund der Wahrscheinlichkeitsrechnung erwartet werden, daß eine Wiederholung einen Ausgleich durch Änderung der einzelnen Fehler bringt. Typische Fehler dieser Art sind — neben den eigentlichen Beobachtungsfehlern — insbesondere auch die Ungenauigkeiten, die bei der Prüfung großer Massen durch Stichproben auftreten, ein Problem, das in der technischen Fabrikationskontrolle eine große Rolle spielt. Beide Fehlerarten können mit denselben theoretischen Mitteln behandelt werden.

Im Falle vieler kleiner Fehler läßt sich eine Wiederholung also rechtfertigen und man kann sogar berechnen, wieviel Gewinn an Sicherheit sie bringt. Führen wir diese Berechnung an einem praktischen Beispiel durch. Wir nehmen an, es sollen Abnahmebedingungen über die elektrische Festigkeit irgendeines Materials, z. B. Festigkeit isolierender Platten, aufgestellt werden. Der Hersteller kennt durch Erfahrung aus einer großen Zahl von Prüfungen an diesen Platten die Verteilungskurve ihrer Festigkeit. Sie sei etwa durch die Kurve der Abb. 1 dargestellt, eine normale Verteilungs-

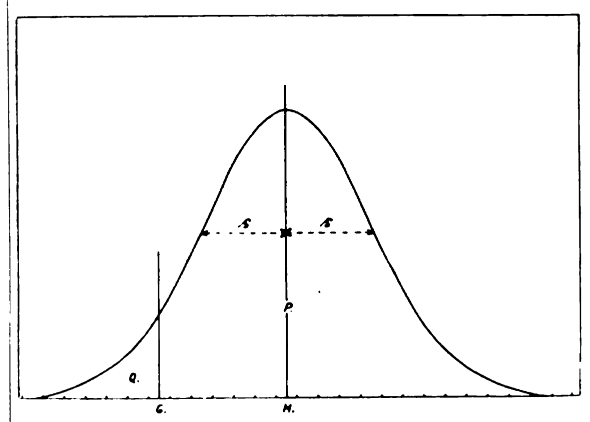


Abb. 1. Problem der Abnahmeprüfung vom Standpunkt des Herstellers. Gausssche Häufigkeitsverteilung um den bekannten Mittelwert M. Fläche rechts und links der Garantiegrenze G (P und Q). Risiko der Ablehnung $= \frac{Q}{P+Q}$

kurve der bekannten Glockengestalt (Gausssche Fehlerkurve), die sich allein durch den Mittelwert M und den halben Wendepunktsabstand s charakterisieren läßt. Solche Kurven entstehen aus Beobachtungsfehlern im allgemeinen. Auch die durch Stichprobenentnahme entstehenden Beobachtungsfehler ergeben solche Fehlerkurven mit guter Annäherung, wenn nicht die Einzelbeobachtungen, sondern die Mittelwerte von in Gruppen zu etwa 5

oder mehr zusammengefaßten Versuchen als Häufigkeitskurven aufgetragen werden.

Der Mittelwert M, die Streuung s oder auch die ganze Kurve ist dem Fabrikanten aus seinen internen Prüfmessungen bekannt. Es soll nun eine Garantiegrenze — die Grenze der Annahme oder Ablehnung — festgesetzt werden. Eine solche Grenze kann nicht stets so gelegt werden, daß eine Nichtinnehaltung der Garantie in einzelnen Fällen ausgeschlossen erscheint, sondern oft muß sie so bestimmt werden, daß Prüfungen mit negativem Resultat, nach denen das Erzeugnis die Garantie nicht innehält, unter Umständen vorkommen können. Wir nehmen an, daß die Grenze so gelegt sei wie in Abb. 1 durch die Linie G angegeben. Dann wird ein gewisses Risiko der Nichterfüllung gewagt. Sei F der ganze Flächeninhalt unter der Glockenkurve, Q der links und P der rechts der Grenze G, so ist die Wahrscheinlichkeit der Innehaltung dieser Garantie durch den Quotienten P/F, die der Nichtinnehaltung durch den Quotienten Q/F gegeben. Im vorliegenden Falle liegt etwa $^1/_{15}$ der Fläche links von G, in $^1/_{15}$ der Fälle ist also zu erwarten, daß die Prüfung ein nicht genügendes Resultat liefert. Wie ändert sich nun dies Risiko einer Zurückweisung durch die Klausel von der Wiederholung?

Nehmen wir an, daß es sich wirklich um eine Lieferung von mittlerer Güte handelt und daß der wahre Mittelwert wie der der früheren normalen Lieferungen bei M liegt, so ist das Risiko, bei der zweiten Prüfung wieder eine Zurückweisung zu erhalten, wieder $Q/F = {}^1/_{15}$. Das Risiko, beide Male — und damit endgültig — eine Zurückweisung zu erhalten, ist dann auf $^1/_{15} \cdot {}^1/_{15} = {}^1/_{225}$ herabgesetzt. Man sieht also, daß dem Lieferer, wenn er nur Lieferungen normaler Qualität zur Abnahme bringen will, eine außerordentlich erhöhte Sicherheit gegen ungerechte Zurückweisung seines Erzeugnisses durch diese Klausel geboten wird, und zwar eine um so größere Erhöhung der Sicherheit, je vorsichtiger die Garantiegrenze an sich schon gelegt ist.

Dieser bedeutende Vorteil, der aus der Wiederholung bei der Abnahmeprüfung für die Sicherheit des Lieferers erwächst, legt den Gedanken nahe, ob nicht auch bei Versuchen eine ähnliche Erhöhung der Sicherheit durch richtige Einteilung mit Wiederholungen zu erzielen ist und dadurch vielleicht an Kosten oder Arbeit bei einzelnen Versuchen gespart werden kann, wenn man die Versuche in irgendeiner besonders günstigen Weise wiederholt. In der Tat befindet sich der Forscher dem unbekannten Gegenstand gegenüber ja genau in derselben Lage wie bei der Abnahmeprüfung der Abnehmer, der die Ware nicht kennt. Auch der Hersteller selbst steht ja, ehe er über eine sehr große Erfahrung verfügt, seinem Erzeugnis in ähnlicher Weise gegenüber wie der Abnehmer. Auch er muß ja zunächst einmal für sich selbst seine Verteilungskurve oder die Werte, die sie hinreichend charakterisieren, wie Mittelwert und Streuung, feststellen.

Nehmen wir, um das Problem zu vereinfachen, an, es handle sich um eine Gausssche Glockenkurve, dann sagt uns die alte Theorie der Beobachtungsfehler, daß, wenn man n Versuche hat und aus diesen Mittelwert und Streuung berechnet, der Fehler des Mittelwertes durch die Gleichung

$$F_M = \frac{S}{\sqrt{n}},$$

wo S die Streuung annähernd

$$= \sqrt{\frac{(x_1 - M)^2 + (x_2 - M)^2 + \ldots (x_n \cdot M)^2}{n - 1}}$$

gesetzt werden kann.[1])

Mit Hilfe dieser Formeln und einer Tabelle der Gaussschen Fehlerfunktion kann man die Sicherheit der Festlegung eines Mittelwertes durch n gegebene Beobachtungen berechnen. Führt man diese Rechnung durch, so sieht man, daß der Gewinn an Sicherheit hier ein anderer ist als der bei den Abnahmebedingungen und daß sie durch Vergrößerung von n (Vermehrung der Beobachtungen) viel langsamer wächst. Insbesondere ist nach diesen Formeln, wenn schon sehr große Versuchszahlen vorliegen, durch Hinzufügung weiterer Versuche fast nichts mehr zu gewinnen.

Wie ist dieser scheinbare Widerspruch zu erklären? Soll es möglich sein, aus einer Reihe von Versuchen mehr Sicherheit herauszuholen, wenn man die letzten als Wiederholungen der früheren auffaßt als wenn man einfach nach diesen Formeln rechnet? Das ist logisch doch wohl nicht möglich.

Die strenge Durchführung der hier anknüpfenden Ableitungen ist nicht ganz einfach und würde an dieser Stelle zu weit führen. Sie ist im theoretischen Anhang kurz angedeutet. Der Gedankengang, der hier Aufschluß gibt, läßt sich in folgender Weise veranschaulichen. Der, der das Erzeugnis kennt, hat bei seinen Betrachtungen einen bestimmten bekannten Mittelwert, der, der es nicht kennt, aber eine unendliche Anzahl möglicher Mittelwerte ins Auge zu fassen, zu deren jedem eine große Zahl von Beobachtungen möglich ist. Das Problem des Forschers oder des Abnehmers ist also tatsächlich ein anderes als das des Lieferers, der diesen Mittelwert kennt, und die Durchrechnung des Gewinns an Sicherheit durch Wiederholung für beide Probleme kann zu verschiedenen Resultaten führen.

[1]) Vgl. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik, 12. Auflage (1914), 3; Becker, Plaut, Runge, Anwendungen der mathematischen Statistik auf Probleme der Massenfabrikation (1927), 89 u. 96.

Unter Voraussetzung Gauss scher Kurve und bekannter Streuung ist die Rechnung ziemlich einfach und führt tatsächlich zu verschiedenen Ergebnissen. Für das Problem unbekannten Mittelwertes führt sie auf die angegebenen Formeln der alten Fehlertheorie zurück.

Ferner ist darauf hinzuweisen, daß die Einteilung „in günstige und ungünstige Fälle" (Annahme und Ablehnung) bei dem Problem der Abnahmebedingungen mit Wiederholung eine andere ist als bei der Untersuchung eines Materials unbekannter mittlerer Qualität.

Der Vorteil, den der Lieferer durch die Wiederholungsklausel erhält, beruht also zum großen Teil auf einem Entgegenkommen des Abnehmers. Dies besteht darin, daß er einer Behandlung des Gegenstandes nicht von seinem eigenen Standpunkt, sondern vom Standpunkt eines reellen Lieferers aus zustimmt. In der Tat weiß der Abnehmer ja, wenn eine Prüfung Genügend, eine andere Ungenügend ergeben hat, kaum mehr als vorher. Die Bedingung ist also ein Vorteil, den der Abnehmer dem Lieferer im Vertrauen darauf, daß er Erzeugnisse guter Qualität zur Lieferung bringt, zubilligt und die dem Hersteller in diesem Falle erhöhte Sicherheit schafft. Dadurch, daß der Abnehmer zu dem Lieferer das Vertrauen hat, daß die wahre mittlere Qualität im allgemeinen ein vernünftiges Stück über der Garantiegrenze liegt, macht er gewissermaßen gleichfalls eine Voraussetzung über den Mittelwert, und in diesem Sinne geht das Problem in gewisser Weise auch für den Abnehmer in die oben geschilderte Form, in der durch die Wiederholung so viel an Sicherheit gewonnen werden kann, über. Zweifellos liegen solche Gefühle bei derartigen Abmachungen auch zugrunde, und es wird wohl keinen Abnehmer geben, der die Wiederholungsklausel noch gelten lassen möchte, wenn sie oft in Anwendung gelangt.

Für das Problem der Untersuchung eines Materials unbekannter mittlerer Qualität ergibt sich aus den angedeuteten Ableitungen folgendes:

Für Fehler- oder Häufigkeitskurven der Gaussschen Normalgestalt mit annähernd bekannter Streuung ist durch Wiederholung nicht mehr zu gewinnen als die alten Formeln der Fehlertheorie angeben (Verengung der Fehlergrenzen bei steigender Versuchszahl wie $1/\sqrt{n}$).

Für die praktisch meist vorkommenden Fälle dürfte dies als Anhalt genügen, da die auftretenden Fehler- und Häufigkeitskurven von der Gauss schen Normalkurve gewöhnlich nicht allzusehr abweichen.

Immerhin bleibt bei Kurven ungewöhnlicher Gestalt die Möglichkeit offen, unter Umständen durch Anwendung des allgemeinen Ansatzes mehr Erkenntnis aus den Beobachtungen zu gewinnen als in den Formeln der alten Fehlertheorie enthalten ist.

Theoretische Bemerkung

Zu einer Formel, welche das Problem, wie die Sicherheit von Versuchen durch Vermehrung der Beobachtungen wachse, allgemein beantwortet, gelangt man, wenn man alle möglichen Mittelwerte M von $-\infty$ bis $+\infty$ ins Auge faßt. Zu einem jeden solchen Mittelwert M_k gehört eine Verteilung von N_k möglichen Beobachtungen und von $\binom{N_k}{n}$ Kombinationen von n Beobachtungen. Als mögliche Fälle sind alle diese Kombinationen aufzufassen; jedes M_k liefert also $\binom{N_k}{n}$ mögliche Fälle. Hiervon sind günstige Fälle alle diejenigen Kombinationen (von n Werten), welche zu Werten M_k gehören, die zwischen den Fehlergrenzen a, b liegen (vgl. Abb. 2).

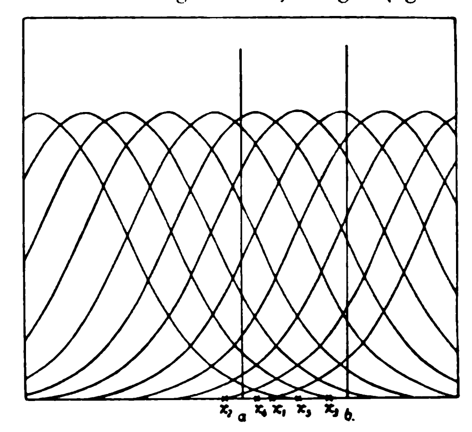


Abb. 2. Abnahmeprüfung vom Standpunkt des Abnehmers. Unbekannter Mittelwert. Welcher der vielen möglichen Verteilungskurven entstammen die fünf gemachten Beobachtungen x_1, x_2, x_3, x_4, x_5? Entstammen sie einer, deren Mittelwert zwischen a und b liegt? (Dies wäre ein „günstiger Fall"; der gesuchte Wert läge dann innerhalb der Fehlergrenze a und b)

Aus dieser Betrachtung ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit, daß der Wert M_k derjenigen bestimmten Verteilung, der die n Beobachtungen wirklich entstammen, zwischen den (Fehler-) Grenzen a und b liege, die folgende Gleichung, in der $\varphi(x, M_k)$ die Häufigkeitsverteilung (z. B. eine Gauss sche Verteilung mit dem Mittelwert M_k) bezeichnet:

$$W = \frac{\int_a^b \varphi(x_1\ M_k)\,\varphi(x_2, M_k)\ldots\varphi(x_n, M_k)\,dM_k}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x_1, M_k)\,\varphi(x_2, M_k)\ldots\varphi(x_n, M_k)\,dM_k}.$$

Setzt man in diese Gleichung für $\varphi(x, M_k)$

$$\frac{N}{\sqrt{2\pi s}}\, e^{-\frac{(x-M_k)^2}{2 s^2}}$$

ein, so führt eine ziemlich leichte Umrechnung auf die Formeln der alten Theorie zurück. Setzt man aber andere Verteilungsfunktionen für

$\varphi(x, M_k)$ ein, so sieht man leicht, daß man nicht stets zu ihr zurückgelangt. Insbesondere ist dies nicht der Fall, wenn N nicht konstant, sondern von k abhängig ist. Die alte Methode gibt also nicht die allgemeine Lösung des Problems, die (zunächst für nur einen unbekannten Parameter) vielmehr in obiger Gleichung enthalten ist.

Zusammenfassung

1. Untersuchung eines Materials unbekannter mittlerer Qualität. Für Fehler- oder Häufigkeitskurven der Gaussschen Normalgestalt mit annähernd bekannter Streuung ist durch Wiederholung nicht mehr zu gewinnen, als die Formeln der alten Fehlertheorie angegeben (Verengung der Fehlergrenzen bei steigender Versuchszahl n wie $1/\sqrt{n}$). Da die praktisch vorkommenden Kurven von der Normalgestalt meist nicht allzusehr abweichen, so dürfte die Genauigkeit dieser Formel im allgemeinen genügen. Indessen bleibt bei Kurven ungewöhnlicher Gestalt eine Möglichkeit bestehen, durch Anwendung des strengen allgemeinen Ansatzes unter Umständen mehr Erkenntnis aus den Beobachtungen zu gewinnen, als in den Formeln der alten Fehlertheorie enthalten ist.

2. Abnahmebedingungen. Für den Lieferanten bedeutet es einen erheblichen Vorteil, wenn er die Wiederholungsklausel (die Übereinkunft, daß bei einem Nichtgenügen eine zweite, endgültig entscheidende Prüfung stattfindet) durchsetzen kann.

Vom Standpunkt des Abnehmers aus ist indessen, wenn es sich wirklich um ein Erzeugnis unbekannter Qualität handelt, zu verlangen, daß der aus der ersten Prüfung und einer oder mehreren Wiederholungen erhaltene Gesamt-Mittelwert um ein vernünftiges, mit Hilfe von $S/\sqrt{n}$ zu berechnendes Stück oberhalb der Garantiegrenze liegt. Einem Abstande von $S/\sqrt{n}$ bzw. $1{,}5\ S/\sqrt{n}$, $2\ S/\sqrt{n}$; $3\ S/\sqrt{n}$ zwischen dem gefundenem M und der Garantiegrenze G entspricht eine Wahrscheinlichkeit von 84,1 bzw. 93,3; 97,7 und 99,86 %, daß das Erzeugnis der Garantie wirklich genügt. Hierbei bedeutet n die Gesamtzahl der gemachten Beobachtungen (Stichproben).

(Eingegangen am 10. Oktober 1929)

Eine neue Methode zur röntgenographischen Teilchengrößenbestimmung

Von R. Brill und H. Pelzer

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Oppau der I. G. Farbenindustrie A.-G.)

Inhalt: Bei Verwendung von hohlzylindrischen Debye-Scherrer-Präparaten erhält man Interferenzen mit 2 Maximis, deren Entfernung eine Funktion der Kristallitgröße ist. Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, röntgenographische Teilchengrößenbestimmungen mit erheblicher Genauigkeit und ohne Halbwertsbreite-Messungen auszuführen.

Bekanntlich benützt man bei röntgenographischen Teilchengrößenbestimmungen die Tatsache, daß die Debye-Scherrer-Interferenzen mit abnehmender Teilchengröße immer unschärfer werden. Die Unschärfe einer Interferenz ist definiert durch ihre Halbwertsbreite. Eine bequeme Art zur Bestimmung der Halbwertsbreite beruht auf der Vermessung von Photometerkurven. Hierbei ist natürlich vorauszusetzen, daß sowohl die Schwärzung der photographischen Schicht proportional der eingestrahlten Intensität als auch der Ausschlag des Photometers proportional dieser Schwärzung ist. Die erste dieser beiden Bedingungen ist im allgemeinen unschwer zu erfüllen. Das erste Lichtbild (Abb 1) zeigt Ihnen die Schwärzung

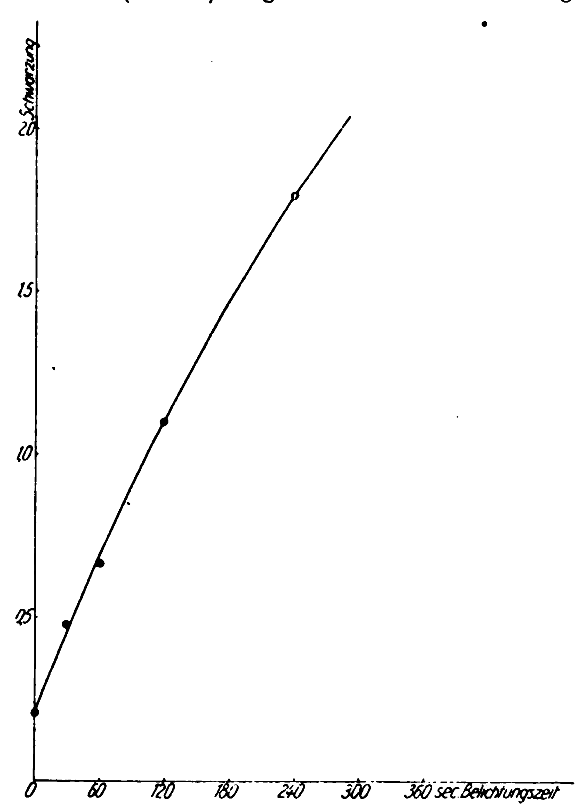


Abb. 1. Abhängigkeit der Schwärzung von der eingestrahlten Intensität beim doppelt begossenen Agfa-Röntgenfilm (Laue-Film)

eines doppelt begossenen Agfa-Röntgenfilms (Laue-Film in Abhängigkeit von der Belichtungszeit, d. h. also von der eingestrahlten Intensität. Man sieht, daß bei Schwärzungen bis zu etwa 1,8 die Bedingung der Proportionalität ganz gut erfüllt ist, wenn auch die Kurve von Anfang an schwach gekrümmt erscheint, so wie es auch von Bouwers gefunden wurde. Die Kurve wurde mit CuK α-Strahlung erhalten. Anders steht

es mit dem Ausschlag des Photometers. Benützt man ein Moll-Photometer, so zeigt sich, daß der Photometerausschlag zwar der Lichtdurchlässigkeit, nicht aber der Schwärzung proportional verläuft. Auch bei einem Koch-Photometer ist im allgemeinen nur bei geringen Ausschlägen Proportionalität vorhanden. Hierin liegt die eine Schwierigkeit, die bei Benutzung der üblichen Teilchengrößenbestimmungsmethoden auftritt. Die zweite Schwierigkeit liegt in der mathematischen Beziehung zwischen Linienverbreiterung und Teilchengröße. Es ist zuerst von Scherrer[1]) eine solche Beziehung aufgestellt worden, die aber nur für Substanzen gilt, die für Röntgenstrahlen schwer durchlässig sind, und die außerdem den Grenzübergang zu großen Teilchen nicht richtig wiedergibt, wodurch ihr Anwendungsbereich stark eingeschränkt wird. Eine andere Formel wurde vor einigen Jahren von M. v. Laue[2]), dem wir übrigens für sein lebhaftes Interesse an dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet sind, abgeleitet. Diese Formel gilt aber nur für Präparate, die für Röntgenstrahlen völlig durchlässig sind. Sie wurde von Hengstenberg[3]) und Mark bei Zellulose und Kautschuk angewandt. Wie man zu verfahren hat, um sie auf sehr stark absorbierende Substanzen anzuwenden, konnte ich[4]) näherungsweise vor einiger Zeit zeigen. Heute möchte ich Ihnen nun eine experimentelle Anordnung schildern, die vor den bisher bekannten Verfahren den besonderen Vorzug besitzt, daß man keine Halbwertsbreiten zu messen braucht und bei der man außerdem die Lauesche Rechnungsweise anwenden kann, weil die Präparate fast keine Absorption besitzen.

Wir benützen nämlich statt des üblichen vollzylindrischen Debye-Scherrer-Stäbchens ein hohlzylindrisches Präparat. Stellt man solche Präparate sehr dünnwandig her, so wird die Absorption der Röntgenstrahlen auf ein Minimum herabgesetzt. Mit derartigen Präparaten erhält man nun Diagramme, die noch dadurch ausgezeichnet sind, daß die Debye-Scherrer-Interferenzen zwei Intensitätsmaxima aufweisen und es läßt sich durch Rechnung zeigen, daß die Entfernung der beiden Maxima voneinander eine Funktion der Teilchengröße ist. Damit fallen also die Schwierigkeiten beim Photometrieren fort, denn die Lage der Marima ändert sich nicht, wenn die Ausschläge des Photometers nicht linear sind. Warum bei dieser Versuchsanordnung zwei Maxima von jeder Interferenz entstehen müssen, läßt sich leicht an Hand der Abb. 2 einsehen. Der Doppelkreis in der Mitte bedeutet das hohlzylindrische Präparat, der äußere Kreis den Filmzylinder. Um die in der Laueschen Rechnung gemachten Voraussetzungen zu erfüllen, lassen wir von P aus divergentes Röntgenlicht auf das Präparat fallen. Nehmen wir an, daß die Kristalle

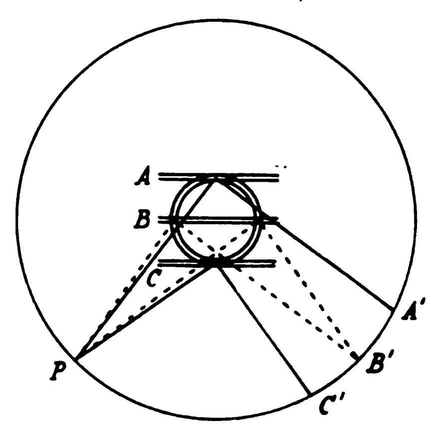


Abb. 2. Schematische Darstellung der Entstehung der zwei Maxima in den Interferenzen

alle verhältnismäßig groß und gut ausgebildet sind, so reflektieren alle Partikel, die auf einem der in der Abbildung gekennzeichneten Streifen (A bzw. B bzw. C) liegen, auf gleiche Teile des Filmes (A' bzw. B' bzw. C'). Man sieht nun, daß die Zahl der Teilchen, die unter gleichem Winkel reflektieren, nicht an allen Stellen des Präparates die gleiche

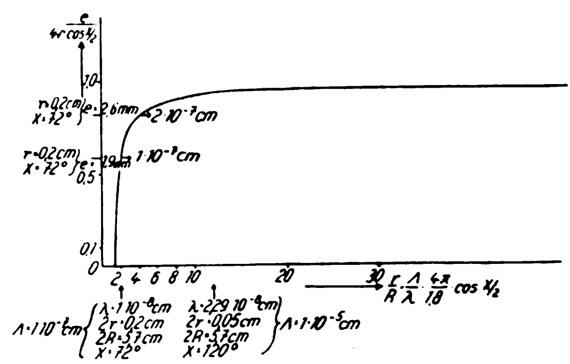


Abb. 3. Abhängigkeit der Entfernung der Maxima (e) in der Teilchengröße Δ

ist, sondern daß die beiden auf den Streifen A und C liegenden Stellen die meisten Teilchen besitzen, die an einen Punkt reflektieren. Auf diese Weise entstehen zwei getrennte Maxima.

Zur Berechnung der Entfernung der beiden Maxima benützen wir den Laueschen Ansatz[5]) für J_β, d. h. die an einen bestimmten Ort β gestreute Intensität:

$$J_\beta = \int_{r_1}^{r_2}\int_0^{2\pi} \frac{\varrho\, d\varrho\, d\vartheta}{(\varrho \cos \vartheta - \beta)^2 + \alpha^2}.$$

[1]) P. Scherrer in Zsigmondy, Kolloidchemie, 4. Aufl., S. 404.
[2]) Ztschr. f. Krist. **64**, 115 (1926).
[3]) Ztschr. f. Krist. **69**, 271 (1928).
[4]) Ztschr. f. Krist. **68**, 387 (1928).
[5]) Ztschr. f. Krist. **64**, 136 (1926).

Die Tatsache, daß wir mit Hohlzylindern arbeiten, wird dadurch berücksichtigt, daß das erste Integral zwischen den Grenzen r_1 und r_2 genommen wird, denn durch ϱ und ϑ ist die Lage eines Punktes im Präparat gegeben. α ist eine Größe, die von der Teilchengröße abhängt, und β definiert einen beliebigen Punkt der Interferenz.

Durch Auflösen des Integrals erhält man den Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von α und β und durch Differenzieren des Ausdruckes nach β die Lage der Maxima in Abhängigkeit von α, also von der Teilchengröße. Die Rechnung[6]) führt auf eine Gleichung dritten Grades, deren numerische Auswertung durch die folgende Kurve (Abb. 3) dargestellt ist.

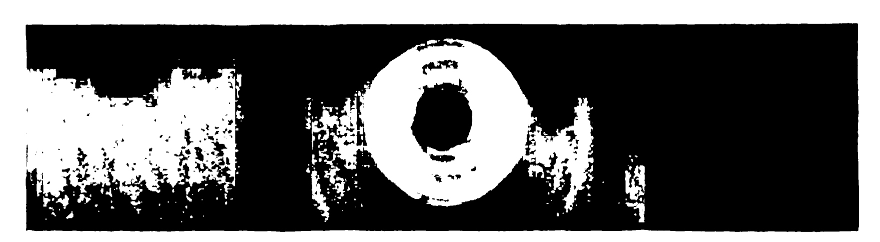


Abb. 4. Röntgenogramm von MgO

Auf dieser Kurve kann man zu jedem $\frac{e}{4\, r \cos \frac{\chi}{2}}$ das zugehörige $\frac{r}{R} \cdot \frac{\Lambda}{\lambda} \cdot \frac{4\pi}{1{,}8} \cos \frac{\chi}{2}$ finden, wodurch die Teilchengröße Λ gegeben ist.

Es bedeuten e die Entfernung der Maxima, r den Präparatradius, R den Kammerradius, λ die Wellenlänge, χ den Reflexionswinkel. Aus der Abbildung ergibt, diese Schwierigkeit leicht umgehen dadurch, daß man 1. Präparate von größerem r verwendet, 2. mit kleinen Wellenlängen arbeitet oder 3. hauptsächlich Interferenzen mit kleinen Beugungswinkeln benützt. In der Abbildung ist angeschrieben, wie man durch geeignete Wahl von Wellenlänge, Präparatdurchmesser und Reflexionswinkel auch bei Teilchen, die nur $1 \cdot 10^{-7}$ cm groß sind — und das ist sicher die unterste Grenze, die für solche Bestimmungen in Frage kommt —, noch zwei getrennte Maxima erhalten kann. Zweitens sieht man aus der Form der Kurve, daß sich an ihrem vorderen Ende die Entfernung der Maxima in Abhängigkeit von der Teilchengröße besonders stark ändert. Es ist nun möglich, die experimentellen Bedingungen stets so zu wählen, daß man sich im empfindlichen Bereich der Kurve befindet. Bei $1 \cdot 10^{-6}$ cm wird etwa die obere Grenze, bis zu der man die Methode anwenden will, liegen. Es ist in die Abbildung eingetragen, unter welchen experimentellen Bedingungen man auch bei solchen Teilchengrößen noch an der Grenze des empfindlichen Bereiches bleibt. Wie empfindlich sich schließlich die



Abb. 5. Röntgenogramm von LiF

Form der Kurve ist folgendes zu entnehmen: Erstens sieht man, daß bei einem bestimmten Λ die Entfernung der beiden Maxima e zu Null wird, d. h. also: Wenn die Teilchen sehr klein werden, so verschwimmen die beiden Maxima zu einem einzigen und man muß die Teilchengrößen wieder durch Halbwertsbreiten-Messung nach einer für diesen Fall besonders abgeleiteten Formel bestimmen. Man kann aber, wie sich sofort aus Methode gestalten läßt, sieht man an Hand der Abb. 3 daraus, daß bei geeigneten Bedingungen die Entfernung der beiden Maxima bei $1 \cdot 10^{-7}$ cm Teilchengröße 1,9 mm und bei $2 \cdot 10^{-7}$ cm Teilchengröße schon 2,6 mm beträgt. Die Abb. 4 u. 5 zeigen zwei Diagramme wie man sie nach dieser Methode erhält, Abb. 6 die der einen Hälfte der Abb. 5 entsprechende Photometerkurve. Man sieht, daß sich die Maxima der Lage nach sehr gut definieren lassen, so daß die Ausmessung mittels Meßmikroskopes mit erheblicher Genauigkeit erfolgen kann. Die nächste Tabelle schließlich

[6]) Einzelheiten der Rechnung (auch für nichtkubische Teilchen) s. bei R. Brill u. H. Pelzer, Ztschr. f. Krist. 72 (im Druck).

gibt die Auswertung eines solchen Diagrammes wieder.

Teilchengrößenbestimmung an LiF

Netzebene	e mm	$\frac{e}{4\,r\cos\frac{\chi}{2}}$	$\frac{r}{R}\cdot\frac{\Lambda}{\lambda}\cdot\frac{4\pi}{1{,}8}\cdot\cos\frac{\chi}{2}$	Λ cm
111	1,935	0,878	6,10	$8{,}7\cdot10^{-7}$
200	1,90	0,892	6,90	$1{,}02\cdot10^{-6}$
220	$1{,}54_5$	0,867	5,60	$9{,}9\cdot10^{-7}$
311	—	—	—	—
222	—	—	—	—
400	Halbwertsbreite: 1,4'			$1{,}97\cdot10^{-6}$

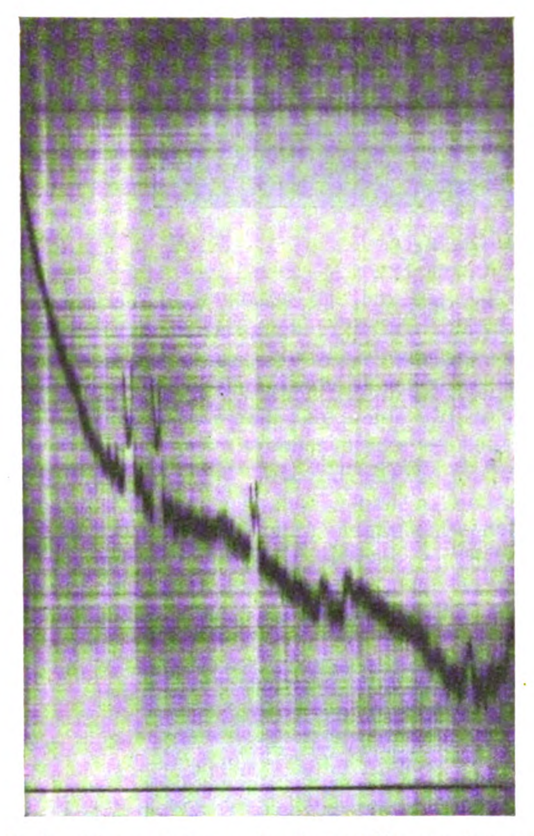


Abb. 6. Photometerkurve der einen Hälfte von Abb. 5 im Maßstab 1 : 1 photometriert

Es handelt sich um eine Aufnahme von Lithiumfluorid. Die Interferenzen 111, 200 und 220 waren in zwei Maxima aufgespalten. Bei 400 konnte die Halbwertsbreite gemessen werden. Man sieht, daß die erhaltenen Werte so gut übereinstimmen, wie man es hier überhaupt nur erwarten kann.

Zum Schluß möchte ich Ihnen noch die schematische Zeichnung einer Röntgenkammer zeigen, wie wir sie für unsere Versuche verwendet haben (vgl. Abb. 7). B ist die Lochblende zur Erzeugung des divergenten Strahlenbündels. Bei P befindet sich das Präparat, bei F liegt der Film. Es ist zu beachten, daß das Blendenloch geometrisch auf der Filmzylinderfläche liegt. Vorn an der Blende ist noch eine Hilfsvorrichtung angebracht, die die

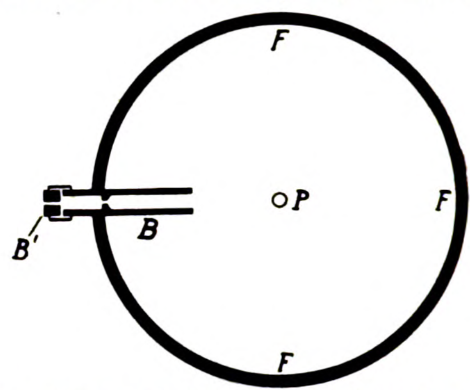


Abb. 7. Schematische Zeichnung der Röntgenkammer für Aufnahmen bei divergentem Röntgenlicht

richtige Justierung der Kammer in den Röntgenstrahl erleichtert. Sie besteht in einer kurzen Blende (B'), die durch einen Ring gehalten wird und die bei der Aufnahme entfernt wird.

(Eingegangen am 27. September 1929)

Neue Bücher

(Besprechung bleibt vorbehalten)

Antropoff, A. v. und M. v. Stackelberg, Atlas der physikalischen und anorganischen Chemie m. Textband, 29 Tafeln usw. Verlag Chemie G. m. b. H. 1929 in Karton-Mappe Rm. 40,—, Gl.-Mappe Rm. 42,—.

Brunner, J. R, Lehrbuch der Physik. 3. Aufl. XXIX, 460 S., 549 Abb. und 4 Taf. Gebr. Leemann & Co., A.-G, Zürich-Selnau. 1930. Fr. 8,70.

Debye, P., Dipolmoment und chemische Struktur (Leipziger Vorträge 1929.) VI, 134 S., 35 Abb. i. T. und auf 1 Taf. S. Hirzel, Leipzig. 1929. Kart. Rm. 9,—.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. System Nr. 59: Eisen, Teil B. Lieferung 1. 312 S. Rm 46,—. Teil A. Lief. 2 S. 225—312. Rm. 13,50. Verlag Chemie G. m. b. H, Berlin. 1929.

Lessheim, H., Atomphysik I. (Sammlung Göschen, Band 1009.) 134 S. m. 36 Abb. Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig. 1929.

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten. Sonderheft IX. 149 S., 371 Abb. Jul. Springer, Berlin. 1929. Rm. 22,50.

Neuburger, M. C., Röntgenographie der Metalle und ihrer Legierungen. (Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge.) N. F. Heft 1, VIII, 278 S. m. 66 Abb. u. 110 Tab. Ferdinand Enke, Stuttgart. 1929. Rm. 25,—.

Schack, A., Der industrielle Wärmeübergang. VIII, 411 S., 41 Abb. und 37 Zahlentaf. Stahleisen Verlag Düsseldorf. 1929. Leinen Rm. 18,50.

Thomälen, A., Kurzes Lehrbuch der Elektrotechnik. 10. stark umgearb. Aufl. VIII, 359 S. m. 581 Abb. Julius Springer, Berlin. 1929. Rm. 14,50.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 8, zweiter Teil. Wärmeausdehnung, Zustandsgrößen und Theorien der Wärme. XII, 766 S. m. 220 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig. Rm. 74,—, geb. Rm. 76,—.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Band 9, Teil 2: Wärmekraft- und Wärmearbeitsmaschinen v. A. Loschge. XII, 362 S. m. 270 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig. 1929. Rm. 34,30, Geb. Rm. 36,—.

Besprechungen

◆Goetsch, H. W., **Taschenbuch für Fernmeldetechniker.** 4. Aufl. XII, 526 S., 844 Abb. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1929. Lw. Rm. 13,—.

Das bekannte „Taschenbuch für Fernmeldetechniker" liegt nunmehr in der 4. Auflage vor. Es ist gegenüber der vorigen Auflage durch einen ausführlichen Literaturnachweis ergänzt worden, was angesichts der Ausdehnung des in dem Taschenbuch behandelten Gebietes sehr zu begrüßen ist. Es bleibt zu wünschen, daß auch künftig bei Neuauflagen durch entsprechende Erweiterung des Werkes jeweils die weitere Entwicklung der Fernmeldetechnik Berücksichtigung finden kann. Der Gebrauch des Taschenbuches, das bereits starken Anklang gefunden hat, gewährt rasche Orientierungsmöglichkeit auf den verschiedenen Teilgebieten der Fernmeldetechnik und kann daher sehr empfohlen werden.

H. Carsten.

◆Christian, M., **Die Begrenzung der Leistungssteigerung der schnellaufenden Verbrennungsmaschine durch den Steuervorgang.** (Forschungsarbeiten, Heft 315) DIN A 4. II, 20 S., 20 Abb. i. T., 4 Zahlentaf. VDI-Verlag, Berlin. 1929. Geh. Rm. 3,75.

Kurze, aber erschöpfende Behandlung der Schwierigkeiten, die erforderlichen Ventilquerschnitte bei wachsender Zylinderleistung unterzubringen; die Schwierigkeiten werden durch Unterteilung des Hubraumes umgangen. Ferner werden verschiedene Nockenformen bei der Steuerung durchgerechnet, um den andern Hemmfaktor für die Leistungssteigerung, nämlich die Trägheitskräfte, zu erörtern.

G. Gebhardt.

◆Richter, O. und R. v. Voss, **Bauelemente der Feinmechanik.** 566 S., 1852 Abb. VDI-Verlag, Berlin. 1928. Rm. 29,— (für VDI-Mitglieder Rm. 26,—).

Den Konstruktionselementen des allgemeinen Maschinenbaus ist eine vielseitige, immer wieder durch Neuauflagen ergänzte Literatur gewidmet. Dagegen entbehrte die feinmechanische Industrie, deren Bedeutung in den letzten Jahren durch die Fortschritte der Elektromedizin, des Rundfunks usw. stark gewachsen ist, bisher einer Zusammenfassung ihrer Bauelemente. Von den in Praxis und Schule gebräuchlichsten, bzw. gelehrten Elementen des Großmaschinenbaus kann die Feinmechanik so gut wie nichts übernehmen. Sind für die Großmaschinenteile die Festigkeit und der Preis des Werkstoffs, der Wirkungsgrad und der Kraftverbrauch wesentlich, so rückt im Feinmaschinen- und Instrumentenbau die Meßgenauigkeit, die Fertigung, die Massenherstellung usw. in den Vordergrund; der Werkstoffpreis tritt häufig zurück gegenüber den Lohnkosten. Sehr oft ist die Beanspruchung bei der Herstellung, auf dem Transport oder durch unsachgemäßes Bedienen erheblich größer als im Betriebe.

Das vorliegende Werk trägt in vorbildlicher Weise diesen Gesichtspunkten Rechnung. Hier wurde mit großem Fleiß ein Standardwerk geschaffen, das erstmalig eine systematische Zusammenfassung der Konstruktionselemente der Feinmechanik bietet. Nach einer kurzen Beschreibung der Werkstoffe und ihrer Verwendung werden die festen Verbindungen, die Führungen und Lagerungen, die Kraftspeicher (Federn und Gewichte), die Kraftleiter (Kupplungen, Getriebe, Schaltwerke, Zahnräder) usw. behandelt, um mit den Regelwerken (Bremsen, Verrieglungen, Gesperre, Regler, Dämpfungen) abzuschließen.

So ist das Werk nicht nur für die Feinmaschinenbauer und Physiker, sondern auch für die konstruierenden Ingenieure aller Richtungen eine Fundgrube von praktischen Lösungen von Aufgaben, die am Konstruktionstisch täglich erscheinen.

Wir wünschen dem Buch die weiteste Verbreitun und viele Auflagen, damit sein jetziges hohes Niveau der rasch voranschreitenden Entwicklung der Feinkonstruktionselemente angepaßt bleiben kann.

G. Gebhardt.

◆Steuding, Herm. unter Mitwirkung von Hugo Steuding, **Messung mechanischer Schwingungen.** X, 492 S., 450 Abb. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin. 1928. Gbd. Rm. 28,—.

Das Buch ist die mit dem ersten Preis ausgezeichnete Arbeit, die einem Preisausschreiben für eine kritische Untersuchung der bekanntgewordenen Verfahren und Geräte zur Messung mechanischer Schwingungnn ihr Entstehen verdankt. Ein ungewöhnlich reichhaltiges und, wie die Stichproben ergaben, wohl alle einschlägigen Veröffentlichungen des Inlandes und zum mindesten die wesentlichen des Auslandes erfassendes, zuverlässiges Nachschlagewerk! Der Literaturnachweis enthält 1402 Nummern. Da niemand, der sich mit mechanischen Schwingungen zu befassen hat, das Buch entbehren kann, sei jedoch im Interesse des Benutzers nicht verschwiegen, daß manches nicht an der Stelle steht, an der man es suchen wird. Teils wird durch die unnötige Unterscheidung von physikalischen und technischen Verfahren Zusammenhängendes auseinandergerisseu (z. B. gehört S. 203, 2. Hälfte unter „Messung der Schallintensität"), teils ist aus nicht erkennbarem Grund offensichtlich durch ein Versehen manches in einen ganz fremden Abschnitt geraten, z. B. sind Arbeiten über die allgemeine Theorie der Apparate nicht in diesen Absatz aufgenommen, sondern, obwohl sie nichts Akustisches betreffen, in den Abschnitt „Schallübermittungstechnik". Man tut daher gut, sich zunächst mit dem Aufbau des Buches vertraut zu machen, dann wird man es aber mit Vorteil gebrauchen können.

H. Zöllich.

◆Teichmüller, J., **Moderne Lichttechnik in Wissenschaft und Praxis.** (Lichttechnische Hefte der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft, Heft 1.) 125 S., 90 Abb. Union Deutsche Verlagsgesellschaft, Berlin. 1928. Rm. 6,50.

Das erste lichttechnische Heft aus der Feder eines Seniors der deutschen Lichttechnik gibt in seiner einfachen, pädagogisch ausgezeichnet gesichteten Form ein Bild über das Gesamtgebiet der heutigen Beleuchtungskunde an Hand des auf der „Gesolei" ausgestellten Demonstrationsmaterials. Der Inhalt gliedert sich in die physikalischen, physiologischen und technischen Grundlagen der Lichttechnik und in die Anwendung des Lichtes als Werkzeug im Verkehr und in der Kunst.

Die Schrift ist jedem technischen Physiker, Studierenden und Dozenten wärmstens zu empfehlen.

A. v. Engel.

◆Valentiner, S., **Physikalische Probleme im Aufbereitungswesen des Bergbaus.** (Sammlung Vieweg, Heft 9.) Klein Oktav IV, 110 S., 77 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Akt.-Ges., Braunschweig. 1929. Rm. 7,—.

Ein ganz besonderes und im allgemeinen wenig beachtetes Gebiet der technischen Physik behandelt S. Valentiner in dem vorliegenden Bändchen, das aus einer Vortragsreihe hervorgegangen ist, die er im Februar 1928 im Hause der Technik in Essen gehalten hat. Es ist für den Fernerstehenden erstaunlich zu sehen, wie viele Fragen der Bergbau an den Physiker stellt und wie schwierig es für diesen ist, sie in befriedigender Weise zu beantworten. Es sei hier hingewiesen auf die komplizierten mechanischen Vorgänge in den Setzmaschinen und auf den „Herden", auf das interessante Verfahren der Schwimmaufbereitung, zu dessen physikalischer Aufklärung die wissenschaftlichen Institute der Clausthaler Bergakademie besonders wertvolle Beiträge geliefert haben, endlich auf die magnetische und elektrostatische Aufbereitung. Wer das Werkchen durchstudiert, wird in angenehmer Form zu der Überzeugung

geführt, daß es sich hier um sehr interessante, aber auch schwierige Gebiete der technischen Physik handelt, deren völlige Aufhellung von größter wirtschaftlicher Bedeutung wäre. J. Wallot.

◆Pohl, R. W., **Einführung in die Elektrizitätslehre.** 2. verb. Aufl. 259 S., 393 Abb. i. T. Jul. Springer, Berlin. 1929. Geb. Rm. 13,80.

Über die erste Auflage dieser ganz ausgezeichneten wohlfeilen Einführung wurde ausführlich vor zwei Jahren in dieser Zeitschr. **8** (1927), 245 berichtet. Die vorliegende zweite Auflage weist bei gleichem Umfang verschiedene Umarbeitungen, Ergänzungen und Streichungen auf.

Dieses didaktisch und wissenschaftlich gleich hochstehende Lehrbuch ist nicht nur in die Hand eines jeden Studierenden der Physik oder Elektrotechnik zu wünschen, sondern es bietet auch dem Lehrer eine Vielzahl wertvoller Anregungen und Hinweise für den Unterricht und verschafft auch dem technischen Physiker oder Ingenieur eine genußreiche und prachtvoll aufgebaute Übersicht über die Grundlagen der Elektrizitätslehre. R. Swinne.

◆Eisner, F., **Widerstandsmessungen an umströmten Zylindern** von Kreis- und Brückenpfeilerquerschnitt. 98 S., 63 Abb. J. Springer, Berlin. 1929. Rm. 10,—.

Die als Heft 4 der Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasserbau- und Schiffbau, Berlin, erschienene Arbeit gliedert sich in drei Teile. Der erste enthält Druckverteilungs- und Widerstandsmessungen an umströmten Kreiszylindern verschiedenen Durchmessers und verschiedener Rauhigkeit. Der zweite Teil behandelt in äußerst lehrreicher Darstellung die hydrodynamischen Theorien hinsichtlich des Widerstandes eines sehr langen Kreiszylinders und umfaßt die Potentialtheorie (mit Einschluß der Theorie der Diskontinuitätsflächen und der Wirbelstraße), die vollständigen Gleichungen für die Flüssigkeitsreibung (Stokes, Oseen, Lamb), die asymptotische Widerstandstheorie nach Oseen und Zeilon und endlich eine Auseinandersetzung mit Prandtls Grenzschichttheorie. Der dritte Teil beschreibt Widerstandsmessungen an Zylindern mit brückenpfeilerähnlichem Querschnitt, welche fortzusetzen sind. —

Die Bedeutung dieser Arbeit geht zweifellos weit über das hinaus, was den Bauingenieur interessiert. Ihr Studium kann jedem hydrodynamisch Interessierten wärmstens empfohlen werden, wenngleich einige der speziellen Bauingenieurpraxis entstammende Ausdrücke, z. B. der Gebrauch einer Kennzahl für die hydraulische Ähnlichkeit, welcher keinerlei physikalische Bedeutung zukommt, die Lesbarkeit nicht gerade erleichtern. G. Ruppel.

◆Balcke, H., **Die Organisation der Wärmeüberwachung in technischen Betrieben.** 322 S., 213 Abb. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1929. Rm. 16,—, geb. Rm. 17,50.

Das Buch ist in der Hauptsache Firmenwerbeschriften wörtlich entnommen. Dementsprechend ist der ganze Aufbau vollkommen uneinheitlich. Da auch die Werturteile der Firmen wörtlich wiedergegeben sind, so bleibt eine eigene Ansicht des Verfassers zur Besprechung kaum übrig. Einzelne Firmen werden entsprechend der wörtlichen Entnahme sehr weitschweifig behandelt, während andere führende Firmen nur kurz berührt oder ganz übergangen sind. Kalorimeter, Temperaturregler, Teilstrahlungspyrometer usw. scheinen dem Verfasser unbekannt geblieben zu sein. Das Buch dürfte in seiner Einseitigkeit die Hoffnung des Verfassers „jedem Werksleiter ein Spiegel für seinen eigenen Betrieb zu sein" kaum erfüllen. J. Krönert.

◆Blüh, O. und N. Stark, **Die Adsorption.** (Sammlung Vieweg, Heft 93.) IV, 136 S. F. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. Rm. 7,75.

Das vorliegende Büchlein beschäftigt sich nun sowohl mit den theoretischen Fragen wie mit den experimentellen Ergebnissen der Adsorption. Den Hauptteil des Buches nehmen die Theorien und Experimente über die Adsorption von Gasen an festen Körpern ein. Doch werden zum Schluß des Buches auch die bekannten Adsorptionen flüssiger Stoffe sowie die Thermodynamik der Adsorption behandelt.

Was das Buch wertvoll macht, ist die elegante Methode der Einführung in dieses schwierige Gebiet. Es wird nicht mehr Theorie geboten, als zum Verständnis nötig ist. Wer neu in das Gebiet eindringen will, dem wird es durch die Lektüre des Buches leicht gemacht.

Eigenartig berührt nur, daß die Zitate nicht mit Nummern versehen sind: man muß sich vielmehr das gemeinte Zitat aus dem alphabetischen Autorenregister heraussuchen. Fritz Evers.

◆Abderhalden, E., **Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden.** Abt. V, Teil 7, Heft 6. (Lief. 296) S. 771—870, 48 Abb. u. 5 Taf. Ferd. Trendelenburg, **Elektrische Methoden zur Klanganalyse.** Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien. 1929. Rm. 6,—.

Der Verfasser hat sich nicht damit begnügt, die akustischen Arbeitsmethoden zu beschreiben, sondern er war bemüht, ein inneres Verständnis zu vermitteln, indem die verschiedenen Methoden auf einer verhältnismäßig breiten Grundlage als gewissermaßen zwangsläufig entwickelt werden. Dieser Versuch darf, wenigstens von der Seite des Physikers gesehen, als gut gelungen bezeichnet werden. Die Darstellung ist sehr klar und frei von Schwierigkeiten, besonders auch mathematischer Art, da nur Resultate mitgeteilt werden.

Ausgehend von der Schwingungsgleichung eines Massenpunktes werden ganz allgemein die Gesetze für erzwungene Schwingungen erörtert. Danach werden die Eigenschaften der Kolbenmembran besprochen. Auch wird kurz auf die Eigenschwingungen elastischer Membranen eingegangen. Nach dieser allgemeinen Erörterung folgt eine ausführliche Beschreibung der Wenteschen und Rieggerschen Kondensatormikrophons mit den dazu gehörigen Schaltungen. Das Reissmikrophon und Bändchenmikrophon werden kurz erwähnt. Es folgen darauf die elektrischen Methoden zur Klanganalyse, bei denen die beschriebenen Kondensatormikrophone benutzt werden. Hierbei sind auch die neuesten automatischen Methoden mit ihren Hilfsmitteln, wie Schwebungstonsender usw. beschrieben. Ein besonderer Abschnitt ist der elektrischen Verstärkung gewidmet, in dem die Bedingungen für verzerrungsfreie Verstärkung erörtert werden.

Nach einer Beschreibung elektrischer und akustischer Wellensiebe schließt der Aufsatz mit einem Abschnitt über den Vergleich objektiv gewonnener Ergebnisse mit subjektiven Erfahrungen unter besonderem Hinweis auf die Beurteilung von Herztonkurven. Hervorzuheben ist noch die ausführliche und sorgfältige Quellenangabe. H. Sell.

◆Graf, O., **Die Dauerfestigkeit der Werkstoffe** und der Konstruktionselemente. VIII, 131 S., 166 Abb. J. Springer, Berlin. 1929. Rm. 14,—, geb. Rm. 15,50.

Der Verfasser stellt die Forderung auf, daß an Stelle der heute üblichen Festigkeitswerte, die nur ein Notbehelf seien, die Feststellung der Schwingungsfestigkeit, Ursprungsfestigkeit und Dauerstandfestigkeit der Werkstoffe entsprechend den drei Belastungsfällen der wechselnden, schwellenden und ruhenden Belastung treten sollen, da diese Prüfverfahren den Beanspruchungen des Materials im Dienst besser entsprächen. Der Verfasser schildert die hierzu notwendigen Prüfverfahren, die bisher im Schrifttum bekannt geworden sind, von Wöhler anfangend bis zur heutigen Zeit, und unterzieht sie einer kritischen Würdigung. Es wird nicht nur die Schwingungsfestigkeit auf Zug-Druck, Biegung und Verdrehung behandelt, sondern auch die Dauerstandfestigkeit bei ruhender Belastung, Schlagversuche. Versuche über Schwingungsfestigkeit bei gleichzeitiger Korrosion. Außer Versuchen an Eisen- und Nichteisenmetallen werden auch Dauerversuche mit natürlichen Steinen und Beton erwähnt. Den Schluß machen eigene Versuche des Verfassers mit Holz und Glas bei ruhender Biegebelastung.

Die zahlreichen Quellenangaben und der reiche Inhalt des kurzgefaßten Büchleins geben einen willkommenen Überblick über den derzeitigen Stand der Dauerversuche mit Werkstoffen. W. Mauksch.

◆Herz, R., **Die photographischen Grundlagen des Röntgenbildes.** XI, 226 S., 154 Abb. G. Thieme, Leipzig. 1929. Rm. 17,—, geb. Rm. 19,—.

Das vorliegende Buch ist für die Bedürfnisse der Praxis, insbesondere der medizinischen Anwendung bestimmt. Es ist aber nicht als Sammlung von Rezepten angelegt, sondern will dem Leser das Verständnis aller Vorgänge vermitteln, die bei Entstehung des Röntgenbildes in Betracht kommen. Dementsprechend werden in einem theoretischen Teil (70 S.) die Vorgänge bei der Entstehung des photographischen Bildes und die Physik der Röntgenstrahlen, soweit sie in diesem Zusammenhang eine Rolle spielt, kurz und leicht verständlich behandelt. Der zweite Teil des Buches bringt die praktische Durchführung der Röntgenphotographie. Aufbauend auf den im ersten Teil gegebenen Grundlagen werden die Hilfsmittel röntgentechnischer und photographischer Art und die Fragen der Aufnahmetechnik besprochen und schließlich die Behandlung bis zu allen Einzelfällen der Anwendung durchgeführt. Eine große Zahl von graphischen Darstellungen und Abbildungen erhöht die Anschaulichkeit im theoretischen und im praktichen Teil des Buches.

Die Absicht des Verfassers, den Praktiker auf Grund inneren Verständnisses in alle Einzelfragen der Bildtechnik einzuführen, kann als gut gelungen bezeichnet werden.

Gegenüber dem übersichtlichen Aufbau und der ansprechenden Behandlung des Stoffes kann nicht verschwiegen werden, daß die Darstellung namentlich im theoretischen Teil von einigen Ungenauigkeiten nicht frei ist. So z. B. ist es nicht angängig und auch heute nicht mehr üblich, die Strahlenqualität der Röntgenstrahlen durch die Erzeugungsspannung am Röntgenrohr zu kennzeichnen (s. S. 5 und 6), da die Härte der Strahlung auch von der Filterung abhängt. Statt auf die Erzeugungsbedingungen zurückzugreifen, die sich doch durch Angabe der Kilovoltzahl nicht ganz fassen lassen (s. die charakteristische Strahlung der Antikathode), gibt man in der Praxis besser die Halbwertschicht an. Fast ebensowenig ist die Stromstärke im Röntgenrohr ein vernünftiges Maß für die Strahlenmenge, da diese ja auch von der Spannung abhängt (s. S. 66). — Auf der Abb. 2 auf S. 6 ist der Stromverlauf bei Anwendung verschiedener Röntgenapparaturen irreführend dargestellt. Die dort gegebenen Sinuskurven entsprechen etwa dem Spannungsverlauf, während beim Stromverlauf der Sättigungsstrom im Glühkathodenrohr kennzeichnend ist. Die Abbildung 7 (S. 9) bringt das Schattenbild einer Treppe von Stufen, die aus 1 cm dickem Blei, 2 cm dickem Silber, 3 cm dickem Kupfer und 4 cm dickem Aluminium bestehen. Durch solche Schichten wird bei 70000 Volt Röhrenspannung keine merkbare Stahlenmenge hindurchdringen, abgesehen davon, daß das Verhältnis der hindurchdringenden Strahlung verkehrt angegeben ist.

Mit Rücksicht auf Einzelheiten dieser Art bedarf das Buch noch einer gewissen Durcharbeitung. O. Berg.

◆Bisacre, F. E. P., **Praktische Infinitesimalrechnung.** Berechtigte deutsche Ausgabe unter Mitwirkung von E. Trefftz herausgegeben von E. König. XI, 364 S. m. 104 Abb. u. 5 Bildnistaf. B. G Teubner, Leipzig und Berlin. 1929. Geb. Rm. 18,—.

An Lehrbüchern der Differential- und Integralrechnung besteht in Deutschland kein Mangel. Trotzdem ist es zu begrüßen, daß auf Veranlassung von E. Trefftz das vorliegende Buch aus dem Englischen übertragen wurde. Es ist geeignet zum Selbststudium uud zum Gebrauch bei den einführenden mathematischen Vorlesungen an Hochschulen und vermittelt die Kenntnis des Funktionsbegriffes, die Definition des Grenzwertes, die rechnerische Durchführung der Differentiation und Integration, sowie die Lehre von den Maxima und Minima einschließlich einfacher Differentialgleichungen. Das Buch erinnert in der lebendigen Form der Wiedergabe des Stoffes an das in Deutschland durch die Übersetzung von Fricke und Süchting weiten Kreisen bekannte Lehrbuch von J. Perry: „The calculus for engineers“. In der Auswahl und Einteilung des Stoffes geht Bisacre jedoch systematischer vor. Das Hauptgewicht wird vom Verf. auf die Behandlung der Übungsaufgaben gelegt und hierin zeichnet sich sein Buch vor vielen deutschen Lehrbüchern aus. Es vermeidet die in Einführungen in die Infinitesimalrechnung üblichen Schulbeispiele und stellt neue Aufgaben, die aus allen Gebieten der Physik, Chemie und Technik ausgewählt sind Durch eine Reihe Bildnistafeln berühmter Mathematiker und Physiker und durch biographische Bemerkungen wird das Interesse des Lesers an der Geschichte der exakten Wissenschaften geweckt. K. Pohlhausen.

Bericht über die 10. Jahrestagung vom 15. bis 21. September 1929 und die 11. Hauptversammlung am 18. September 1929 in Prag

Auf dringende Einladung unserer deutschen Kollegen in der Tschecho-Slovakei und mit Zustimmung und Unterstützung der tschecho-slovakischen Regierung hielten wir dieses Jahr unsere Jahresversammlung im Rahmen des Deutschen Physiker- und Mathematikertages in Prag ab. Die Vortragsgebiete waren nicht beschränkt. Das Programm war nach Arbeitsgebieten geordnet.

Folgende Sitzungen und Vorträge wurden abgehalten:

Sonntag, den 15. September 1929.

9 Uhr: Sitzung des Beirates, Vorstandes und der Ortsgruppenvorstände der Deutschen Gesellschaft für technische Physik.

11 Uhr: Vorstandssitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Montag, den 16. September 1929, $9^1/_2$ Uhr, in der Kleinen Bühne, Havličkovo nám.

I. Gemeinsame Eröffnungssitzung.

1. Begrüßungsansprachen.

Vorträge:

2. Ph. Frank, Prag: Welche Bedeutung haben die gegenwärtigen physikalischen Theorien für die allgemeine Erkenntnislehre?
3. R. v. Mises, Berlin: Kausale und statistische Gesetzmäßigkeit in der Physik.
4. A. Sommerfeld, München: Einige grundsätzliche Bemerkungen zur Wellenmechanik.

Montag, den 16. September 1929, $14^1/_2$ Uhr, im Großen Hörsaal des Chemischen Instituts der deutschen Universität, U nemocnice (Krankenhausgasse).

II. Schwachstrom und Starkstrom.

5. M. Steenbeck, Berlin-Siemensstadt: Die Aufbauzeit von Glimmentladungen.
6. P. Selényi, Budapest-Ujpest: Über den Kerr-Effekt-Oszillograph.
7. P. Selényi, Budapest-Ujpest: Über die weitere Entwicklung der neuen, mittels elektrostatischen Ladungen schreibenden Kathodenoszillographröhre.

8. W. Meißner, Berlin: Elektrischer Widerstand von Gold-Einkristallen in Magnetfeldern bei tiefen Temperaturen. (Nach Versuchen mit H. Scheffers in der Physik.-Techn. Reichsanstalt.)
9. J. Malsch, Köln: Die Dielektrizitätskonstante und Assoziation von Dipolflüssigkeiten nach Versuchen in hohen elektrischen Feldern.
10. F. Krüger, Greifswald: Über den Voltaeffekt.
11. F. Krüger, Greifswald: Hochohmige Widerstände für niedere und hohe Spannungen (mit Demonstrationen).
12. H. Pauli, Berlin-Siemensstadt: Messung elektrischer Wirkwiderstände mit Hilfe negativer Widerstände.
13. W. Espe, Berlin-Siemensstadt: Über die Austrittsarbeit glühelektrisch ausgelöster Elektronen.
14. H. Plendl, Berlin-Adlershof: Über eine neue Art der Leistungsverstärkung durch Hochfrequenzsteuerung des Gittergleichstromes.
15. A. v. Engel, Berlin-Siemensstadt: Elektrische Messungen an langen Lichtbogen.
16. W. Deutschmann und W. Schottky, Berlin-Siemensstadt: Scheinwiderstandsmessungen an Kupferoxydulgleichrichtern.
17. W. Wolman, Berlin-Siemensstadt: Frequenzgang des Wirbelstromeinflusses bei Übertragerblechen.

Gleichzeitig Montag, den 16. September 1929, $14^{1}/_{2}$ Uhr,

Sitzung im Hörsaal für Experimentalphysik im Naturwissenschaftlichen Institut der deutschen Universität, Viničná 3.

III. Theoretische Physik

18. A. Korn, Berlin: Universelle Schwingungen und Wellenmechanik.
19. R. Fürth, Prag: Versuch einer quantentheoretischen Berechnung der Massen von Proton und Elektron.
20. L. Flamm, Wien: Wellenpartikel.
21. B. Hostinsky, Brünn: Ein allgemeiner Satz über die Brownsche Bewegung.
22. E. Lohr, Brünn: Über Entwicklungsmöglichkeiten der Kontinuitätstheorie.
23. G. Herzberg, Göttingen: Zum Aufbau der zweiatomigen Moleküle.
24. V. Dolejšek und K. Pestrecov, Prag: Die Bestimmung des Niveauverlaufes im periodischen System aus den Werten der achten Gruppe.
25. M. Wolfke, Warschau: Eine neue Deutung der Gesetzmäßigkeiten des radioaktiven Zerfalls.
26. H. Bauer, Wien: Lichtquantenbrechung.
27. W. Hanle, Halle: Die Lichtausbeute bei Elektronenstoßanregung.

Dienstag, den 17. September 1929, 9 Uhr,

im Großen Hörsaal des Chemischen Instituts der deutschen Universität, U nemocnice (Krankenhausgasse).

Schwachstrom und Starkstrom (Fortsetzung).

28. F. Conrad, Berlin-Siemensstadt: Physikalische Grundsätze für die Unterdrückung von hochfrequenten Störungen.
29. W. Deutschmann, Berlin-Siemensstadt: Flattereffekt auf pupinisierten Leitungen.
30. E. Lubcke, Berlin-Siemensstadt: Über Temperaturmessungen in Quecksilberdampfentladungen.
31. H. Plaut, Berlin: Wie wächst die Sicherheit durch Wiederholung von Versuchen?
32. F. Roessler, Berlin-Tempelhof: Fernsehen.
33. E. Kramer, Berlin-Tempelhof: Neues zur Gleichwellentelephonie.
34. A. Nicuradse, München: Verhalten der nichtleitenden Flüssigkeiten bei verschiedenen Drucken.

IV. Schwingungen

35. G. Potapenko, Moskau: Über die ultrakurzen elektrischen Wellen, die nach dem Barkhausenschen Schema erzeugt sein können.
36. K. Krüger, Berlin-Adlershof: Über Kurzwellenempfang in beweglichen Stationen.
37. F. Eisner, Berlin-Adlershof: Über die Anwendung der Fletscherschen Silbenverständlichkeits-Meßmethode in der drahtlosen Telephonie.
38. H. Neumann, Berlin-Siemensstadt: Zur Frage des Wirkungsgrades elektrodynamischer Lautsprecher.
39. N. v. Korshenewsky, Berlin: Über Schwingungen eines Oszillators im Strahlungsfelde.
40. C. A. Hartmann, Berlin-Siemensstadt: Schalldruckmessungen an Mikrophonen, Telephonen und im freien Schallfeld.
41. F. Trendelenburg, Berlin-Siemensstadt: Beitrag zur Frage der Richtwirkung der Stimme.
42. L. Gehrcke, Berlin: Über die Vokale. (Nach gemeinsamen Versuchen mit V. Engelhardt.)
43. H. Stenzel, Berlin-Reinickendorf: Interferenzen durch Kolbenmembranen von besonderer Form.
44. M. Grützmacher, Berlin-Tempelhof: Über Klang- und Geräuschanalyse.

Dienstag, den 17. September 1929, $14^{1}/_{2}$ Uhr,

im Großen Hörsaal des Chemischen Instituts der deutschen Universität, U nemocnice (Krankenhausgasse).

V. Wärme

45. W. Nernst, Berlin: Spezifische Wärme bei hohen Temperaturen.
46. M. Jakob, Charlottenburg: Wasserdampfforschung in Europa und Amerika.
47. L. Richter, Wien: Probleme der Verbrennungsmotoren.
48. K. Himmler, Berlin-Siemensstadt: Untersuchungen über Pendelungserscheinungen bei wärmetechnischen Regelvorgängen.
49. A. Eucken, Breslau: Neuere Ergebnisse über Dampfdruckkonstanten und chemische Konstanten.
50. H. Gerdien und W. Jubitz, Berlin-Siemensstadt: Über einen Apparat zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung fester Körper bei hohen Temperaturen (vorgetragen von H. Gerdien).
51. R. Holm, Berlin-Siemensstadt: Wärmeleitfähigkeitsmessungen nach einer für hohe Temperaturen geeigneten Variation der Kohlrauschschen Methode (nach Untersuchungen zusammen mit R. Störmer).
52. G. H. Needham, H. Rosenberger und R. A. Wetzel, New York: Mikro-Kinomatographische Vorführung der Brownschen Bewegung mit besonderer Berücksichtigung des Einflusses von Licht auf kolloidales Silber.
53. B. Iliin, Moskau: Sedimentation und Benetzung.
54. S. Erk, Charlottenburg: Die Wärmeleitfähigkeit von Eis zwischen 0 und — 125° C (nach gemeinsamen Versuchen mit M. Jakob).

Mittwoch, den 18. September 1929,

im Großen Hörsaale des Chemischen Instituts der Universität Prag II, U nemocnice (Krankenhausgasse):

9 Uhr: Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik.
11 Uhr: Geschäftsversammlung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Donnerstag, den 19. September 1929, 9 Uhr,

im Großen Hörsaal des Chemischen Instituts der deutschen Universität, U nemocnice (Krankenhausgasse).

VI. Biophysik

55. E. Pringsheim, Prag: Die Bedeutung der Physik für die Biologie.



56. R. Fürth, Prag: Phsyik in der Zelle.
57. J. Gicklhorn, Prag: Physik in der Zelle.
58. R. Suhrmann, Breslau: Spektrum des Blutes.
59. K. W. Meissner, Frankfurt a. M.: Interferometer zur Untersuchung von Wachstumsvorgängen.

VII. Stoffphysik

60. R. Brill und H. Pelzer, Ludwigshafen a. Rh.: Eine neue Methode zur röntgenographischen Teilchengrößenbestimmung (vorgetragen von R. Brill).
61. V. Fréedericksz, Leningrad: Über neue Ergebnisse einiger Untersuchungen der anisotropen Flüssigkeiten.
62. W. Noddack, Charlottenburg: Herstellung und Eigenschaften des metallischen Rheniums (nach gemeinsamen Untersuchungen mit Frau I. Noddack).

VIII. Magnetismus

63. H. Jordan, Berlin: Zum Gültigkeitsbereich der Rayleigh-Jordanschen Beziehungen.
64. W. Doebke, Berlin: Ferromagnetische Mischkörper.
65. R. Goldschmidt, Berlin: Zur Überlagerung von starken und schwachen Feldern in ferromagnetischen Materialien.

Donnerstag, den 19. September 1929, $14^1/_2$ Uhr, im Großen Hörsaal des Chemischen Instituts der deutschen Universität, U nemocnice (Krankenhausgasse).

IX. Optik

66. V. v. Keussler, München: Über Absorption der Feinstruktur der H -Linie in angeregtem Wasserstoff.
67. V. Dolejšek und D. Engelmannová, Prag: Die Regelmäßigkeiten innerhalb der Funkenlinien.
68. P. Lueg, Bonn: Bogenspektren verschiedener Elemente im nahen Ultrarot.
69. W. Merté, Jena: Zur Abbildung des Raumes durch optische Instrumente.
70. J. Picht, Neubabelsberg bei Potsdam: Die Energieströmung bei der Totalreflexion.
71. F. Skaupy, Berlin-Lichterfelde: Versuche zur technischen Herstellung monochromatischen Lichtes.
72. R. Mecke, Bonn: Über die Absorptionsspektren des Wasserdampfes und des Ammoniaks.
73. M. Czerny, Berlin: Messungen der Dispersion und Absorption von NaCl in seinem Reststrahlengebiet.
74. P. Selényi, Budapest-Ujpest: Über rotempfindliche Natriumphotokathoden.
75. M. A. Valouch, Prag: Über die Absorption und Reflexion langwelliger Röntgenstrahlen.
76. E. Rupp, Berlin-Reinickendorf: Spiegelnde und totale Reflexion von Elektronen.
77. F. Krüger, Greifswald: Periodische Intensitätsschwankungen der Strahlung von gasgefüllten Glühlampen.
78. W. Seitz, Aachen: Über die Schwärzung der photographischen Platte durch Elektronenstrahlen.

Freitag, den 20. September 1929, 9 Uhr, im Großen Hörsaal des Chemischen Instituts der deutschen Universität, U nemocnice (Krankenhausgasse).

Optik (Fortsetzung)

79. R. Wierl, Ludwigshafen: Starkeffekt und Polarisation.
80. G. Cario, Göttingen: Über das Nachleuchten aktiver Gase.
81. R. Minkowski, Hamburg: Die paramagnetische Drehung der Polarisationsebene in der Nähe von Absorptionslinien.
82. R. Suhrmann, Breslau: Beziehungen zwischen dem normalen lichtelektrischen Effekt und elektrischen Oberflächeneigenschaften verschiedener Metalle.
83. F. Hehlgans, Berlin-Reinickendorf: Über die Abhängigkeit einiger elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade.

X. Atomphysik

84. H. Rausch v. Traubenberg, Prag: Neuere Untersuchungen an Kanalstrahlen.
85. V. F. Hess, Graz: Neue Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlungen auf dem Sonnenblick (3100 m). Vorläufige Mitteilung (gemeinsam mit O. Mathias).
86. E. Steinke, Königsberg: Neue Untersuchungen über die durchdringende Hess'sche Strahlung.
87. C. Ramsauer, Berlin-Reinickendorf: Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgase gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt (nach gemeinsamen Versuchen mit Kollath).
88. V. Pospisil, Prag: Eine neue Kraftwirkung des Lichtes auf die Materie. Weitere experimentelle Ergebnisse über den Einfluß des Lichtes auf die Wärmebewegung von Rußteilchen.

Freitag, den 20. September 1929, $14^1/_2$ Uhr, im Hörsaal für Experimentalphysik im Naturwissenschaftlichen Institut der deutschen Universität, Viničná 3.

Atomphysik (Fortsetzung)

89. H. Kallmann und B. Rosen, Berlin: Über Ionisations- und Dissoziations-Prozesse in Stickstoff und Sauerstoff.
90. F. Kirchner, München: Präzisionsmessungen der Kathodenstrahlengeschwindigkeit und Neubestimmung der spezifischen Ladung des Elektrons.
91. H. Kulenkampff, München: Bemerkungen zur Ionisierungswirkung schneller Elektronen.
92. H. Pose, Halle: Nachweis von Atomtrümmern durch Messung der Ionisation eines einzelnen H-Strahles.
93. H. Fränz, Charlottenburg: Untersuchungen an H-Strahlen mit dem Geigerschen Multiplikationszähler.
94. H. Th. Wolff, Dresden: Packungseffekte in den Atomkernen.
95. E. Brüche, Berlin-Reinickendorf: Wirkungsquerschnitt und Molekelbau der Kohlenwasserstoffe.
96. H. Bartels, Danzig: Zur Diffusion langsamer Elektronen in Edelgasen.
97. M. Wolfke und J. Rolinski, Warschau: Über die positive Emission des Palladiums.

Gleichzeitig Freitag, den 20 September 1929, $14^1/_2$ Uhr, gemeinsame Sitzung mit der Gesellschaft für angewandte Mathematik und Mechanik im Großen Hörsaal des Chemischen Instituts der deutschen Universität, U nemocnice (Krankenhausgasse).

XI. Mechanik

98. A. Korn, Berlin: Automatische Herstellung von Lochkarten für die Jacquard-Weberei.
99. Frl. M. A. Schirmann, Wien: Über Aktivierung von Metallen im Hochvakuum zu Sorbentien beliebiger, auch inerter Gase.
100. H. Föttinger, Berlin: Über einige Neuerungen der hydrodynamischen Technik (erste Mitteilung).
   a) über ein neues Verfahren zur Vermeidung der Kavitation bei Turbomaschinen höchster Drehzahl,
   b) über Fortschritte in der Unterdrückung des Spritzens bei hydraulischen Gasturbinen hoher Hubzahl,
   c) über ein Verfahren zur Beseitigung des Luftdrucks bei Modellschleppversuchen,
   d) über einen einfachen Indikator zur Aufnahme schneller Stoßvorgänge.
101. F. Napravnik-Moor, Hirtenberg a. d. Triesting: Der Vortrieb bei Luft- und anderen Fahrzeugen nach

dem Prinzip „durckkonstant-zunehmende Beschleunigung".

102. R. Zuber, Prag: Eine neue Mikromethode zur Bestimmung der Diffusion ungefärbter Substanzen.

103. G. Ruppel, Berlin-Siemensstadt: Messung der Strömung und der Zähigkeit von Flüssigkeiten mit Widerstandskörpern (nach gemeinsamen Versuchen mit K. J. Umpfenbach).

104. M. Schuler, Göttingen: Ein neues Pendel mit unveränderlicher Schwingungszeit.

Am Sonntag, dem 15. September 1929, fand eine Besprechung des Beirates, des Vorstandes und der Ortsgruppenvorstände statt, in der die in der Hauptversammlung den Mitgliedern vorzuschlagenden Maßnahmen sowie die Gesamtlage der Gesellschaft besprochen wurden.

Der Physiker- und Mathematikertag wurde am Montag, dem 16. September 1929, durch Herrn Professor Dr. Ph. Frank, Prag, eröffnet. Ein Schreiben des durch Abwesenheit von Prag behinderten Herrn Präsidenten der tschechoslovakischen Republik, sowie eine Begrüßungsrede des Ministers für öffentliche Arbeiten Prof. Dr. Spina wurde verlesen. Begrüßt wurde die Versammlung ferner von dem Verteter des Unterrichtsministeriums Obersektionsrat Dr. Havelka, dem deutschen Gesandten, dem österreichischen Gesandten, dem Vertreter der deutschen Stadtverordneten der Stadt Prag, den Rektoren der deutschen Universität und der deutschen technischen Hochschule in Prag. Begrüßung und Dank sprachen zum Schluß aus Professor Dr. ch. Dr. G. Gehlhoff für die beiden Physikalischen Gesellschaften und Professor Dr. Kneser für die beiden mathematischen Gesellschaften.

Die Hauptversammlung wurde nach ordnungsmäßiger Einberufung am Mittwoch, dem 18. September 1929, vormittags 9 Uhr, durch den 1. Vorsitzenden, Professor Dr. G. Gehlhoff, eröffnet. Die Tagesordnung war folgende:

1. Geschäftsbericht des Vorstandes (Prof. Dr. G. Gehlhoff).
2. Bericht, Bilanz und Voranschlag durch den Schatzmeister (Dr. K. Mey).
3. Bericht der Rechnungsprüfer (Dr. F. Schröter und Dr. H. Simon).
4. Entlastung des Vorstandes.
5. Neuwahl des Vorstandes, Beirates und der Rechnungsprüfer.
6. Festsetzung der Mitgliedsbeiträge für 1930.
7. Festsetzung über den Ort der Jahrestagung 1930.
8. Aussprache über die Zeitschriften.

Der erste Vorsitzende, Prof. Dr. G. Gehlhoff, erstattete den Geschäftsbericht. Er weist darauf hin, daß am 6. Juni d. J. die Gesellschaft auf ihr 10jähriges Bestehen zurückblicken konnte, und daß die 10. Wiederkehr des Gründungstages unter großer Beteiligung mit Freude und Genugtuung festlich begangen wurde. Nach kurzer Schilderung der erfreulichen Entwicklung der Gesellschaft und ihrer Erfolge mahnt er dazu, nicht auf den Lorbeeren auszuruhen, sondern weiterzuarbeiten zur Förderung der technischen Physik durch die Gesellschaft, die heute ein wichtiges, nicht mehr fortdenkbares Bindeglied zwischen Wissenschaft und Technik ist, und durch ihre Mitglieder, die die Träger und Wegbereiter dieser Erfolge sind.

Der Mitgliederbestand ist folgender:

Berliner Mitglieder	428	450 = 33,1%
Berliner korp. u. Firmen .	22	
Auswärtige Mitglieder. . .	177	231 = 17 %
Auswärtige korp. u. Firmen	54	
Auslandische Mitglieder . .	61	61 = 4,3%

Ortsgruppen:

Baden-Pfalz	114	617 = 45,6%
Dresden	68	
Göttingen.	22	
Halle a. S.	52	
Hamburg	30	
Hannover	26	
Hessen	92	
Jena	33	
Kiel	27	
Leipzig	36	
Rheinland-Westfalen	87	
Wien	30	

insgesamt 1359 Mitglieder.

Der Mitgliederbestand, der in den Vorjahren eine starke Abnahme erfahren hat, ist nicht nur stabil geworden, sondern weist gegenüber dem Vorjahre noch eine kleine Zunahme auf. Alles in allem aber müssen wir wiederholt unsere Mitglieder auffordern, neue Mitglieder zu werben.

Durch den Tod verlor die Gesellschaft im verflossenen Jahre folgende wertvolle Mitglieder:

Dr. Gottfried Ramsauer, Potsdam,
Kapitän Adolf Mensing, Berlin,
Professor Dr. Wirtz, Darmstadt,
Fabrikbesitzer Ernst Ruhstrat, Göttingen,
Dr. Hans Usener, Kiel,
Dr. phil. Hermann Borchardt, Mannheim.

Die Gesellschaft wird den Verstorbenen ein ehrendes Andenken bewahren.

Die finanzielle Lage der Gesellschaft ist befriedigend. Ausgaben und Einnahmen haben sich ungefähr auf gleicher Höhe wie im Vorjahre gehalten.

Aus Anlaß des 10jährigen Bestehens der Gesellschaft haben die befreundeten Firmen uns in großzügiger Weise bedacht. Es stifteten:

Siemens & Halske A.-G. und Siemens-Schuckertwerke A.-G. . .	Rm. 10000,—
AEG.	„ 3000,—
Osram	„ 5000,—
Karl Zeiss, Jena	„ 4000,—
Telefunken	„ 1000,—
Hartmann & Braun	„ 500,—

Der Schatzmeister, Dr. K. Mey, erstattete ausführlichen Kassenbericht. Die Gewinn- und Verlustrechnung 1928 wird wie folgt verlesen:

Gewinn	ℳ	₰	Verlust	ℳ	₰
Vermögensvortrag	21253	23	Zuschuß für Zeitschriften	26704	15
Beiträge	27471	07	Vorträge	1853	02
			Ortsgruppen, Stiftungen usw.	4284	—
			Büro, Gehälter, Porti	8961	85
			Bücher und Zeitschriften	1307	05
			Verschiedenes	1749	56
			Saldo	3864	67
	48724	30		48724	30

Die Vermögensaufstellung für den 31. Dezember 1928 gibt folgendes Bild:

Aktiva	M	Pf	Passiva	M	Pf
Guthaben, Kasse, Postscheck usw.	8874	20	Commerz- und Privatbank	5532	—
Firma Barth	1267	83	Vieweg & Sohn	8205	36
Aktien	7260	—			—
Inventar	100	—			
Zeitschriften	100	—	Saldo	3864	67
	17602	03		17602	03

Für 1930 wird folgender Voranschlag gegeben:

Gewinn	M	Pf	Verlust	M	Pf
Mitgliedsbeiträge	27000	—	Zuschuß für Zeitschriften	13000	—
Stiftungen	3000	—	Büro, Porti, Gehälter usw.	8000	—
			Vorträge, Ortsgruppen, Stiftungen usw.	7000	—
			Verschiedenes	2000	—
	30000	—		30000	—

Die I. G. Farbenindustrie erhöhte ihren laufenden Jahresbeitrag auf Rm. 2000,—. Allen diesen Förderern unserer Gesellschaft, denen wir so vielfache und großzügige Hilfe verdanken, soll auch an dieser Stelle der herzliche Dank der Gesellschaft ausgesprochen werden.

Danach hat sich der Zuschuß für Zeitschriften erheblich vergrößert, und demgemäß ist unser Vermögen erheblich zurückgegangen. Im Voranschlag 1930 sind alle Posten sehr knapp eingesetzt worden. Auch in diesem Vorschlag ist bereits zwecks Ausgleichs mit Stiftungen gerechnet.

Zur Unterstützung der Ortsgruppen ist wieder derselbe Betrag wie im Vorjahre eingesetzt worden, jedoch mit der gleichen Bedingung, daß nur die schwächeren Ortsgruppen Unterstützung zur Abhaltung von Vorträgen erhalten sollen.

Für die Rechnungsprüfer, Dr. F. Schröter und Dr. H. Simon, erstattete Dr. Simon den Bericht, wonach die Rechnungsprüfer alles in Ordnung befunden haben. Er beantragt, dem Vorstand Entlastung zu erteilen, welchem Antrage die Versammlung stattgibt.

Für die Jahre 1930 bis 1932 waren die Mitglieder des Beirates und des Vorstandes neu zu wählen. — Der 1. Vorsitzende teilt mit, daß die Herren Dr. K. W. Hausser, langjähriger 2. Vorsitzender der Gesellschaft, und Professor Dr. H. Busch, 2. Schriftführer der Gesellschaft, gebeten haben, von einer Wiederwahl abzusehen. Der 1. Vorsitzende dankte im Namen der Gesellschaft beiden Herren für ihre langjährige aufopfernde Mitwirkung, sowie im Namen des Vorstandes für die treue und kollegiale Zusammenarbeit, und brachte sein großes Bedauern über das Ausscheiden der Herren zum Ausdruck. Zum Beirat wurden die Herren Prof. Dr. F. Weidert, Präsident Prof. Dr. Nernst, Prof. Dr. R. Straubel, Prof. Dr. H. Gerdien, Prof. Dr. J. Zenneck wiedergewählt sowie an Stelle des verstorbenen Beirats Mitgliedes Geheimrat Prof. Dr. F. Kurlbaum, Herr Geheimrat Prof. Dr. C. Cranz gewählt.

Zum Vorstand wurden die Herren Prof. Dr. G. Gehlhoff als 1. Vorsitzender, Dr. K. Mey als Schatzmeister, Prof. Dr. E. Gehrcke als 1. Schriftführer wiedergewählt, zum 2. Vorsitzenden wurde Herr Dr. Robert Fellinger und zum 2. Schriftführer Prof. Dr. C. Ramsauer gewählt.

Sämtliche Wahlen erfolgten einstimmig, sämtliche Gewählten haben die Wahl angenommen.

Die Ortsgruppen haben nunmehr die zum Beirat der Hauptgesellschaft zu delegierenden Mitglieder zu wählen und mitzuteilen.

Auf Vorschlag des Beirates und des Vorstandes werden die Beiträge für das Jahr 1930 wie folgt festgesetzt:

Für Groß-Berliner Mitglieder Rm. 25,— pro Jahr
Für auswärtige Mitglieder . . Rm. 20,— pro Jahr
Für ausländische Mitglieder . $ 5,— pro Jahr

in der entsprechenden Landeswährung und je die dreifachen Beträge für Firmen und korporative Mitglieder.

Als Ort der Jahrestagung und Hauptversammlung 1930 wird Königsberg i. Pr. gewählt, wo die Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte stattfindet.

Am Freitag, dem 20. September 1929, wurde die Versammlung nach ordnungsmäßiger und pünktlicher Abwicklung des Programms geschlossen mit dem Dank an alle Vortragenden und Teilnehmer und mit besonderem Dank an die Einführenden der Abteilung für technische Physik sowie die Prager Kollegen, denen wir für ihre Arbeit und das gute Gelingen der Tagung sehr verpflichtet sind.

gez. Dr. G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender. gez. Dr. K. Mey, Schatzmeister.

Wissenschaftliche Nachrichten

Einführung des Begriffes „Halbschwingung" bei Zeitmessern

Auf der Mitgliederversammlung der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. am 12. Januar 1929 in Berlin wurde vorgeschlagen, den Begriff der Halbschwingung für Gangregler von Uhren offiziell einzuführen und als maßgebend zu betrachten. Dieser Vorschlag bezweckt die Beseitigung des störenden Gegensatzes, in dem sich bezüglich der Bezeichnungsweise die Uhrentechnik gegenüber allen anderen Zweigen der Technik und gegenüber der Wissenschaft bisher befindet, denn in der Uhrmacherei wird bislang derjenige Vorgang, den man sonst überall „Halbschwingung" nennt, als „Schwingung" bezeichnet. Die Mitgliederversammlung stimmte dem Vorschlage grundsätzlich einstimmig zu; jedoch wurde die offizielle Einführung des Begriffes der Halbschwingung von der Veröffentlichung des Beschlusses in der Fachpresse und von der Bearbeitung von etwa eingehenden Einsprüchen durch den wissenschaftlichen Ausschuß der Gesellschaft abhängig gemacht. Inzwischen ist nun die Angelegenheit in dem genannten Ausschuß behandelt und von anderer Seite auch bereits in einem Teil der Fachpresse erörtert worden. Der wissenschaftliche Ausschuß hat bisher dem Beschluß der Mitgliederversammlung nichts hinzuzufügen. Dieser Be-

schluß der Mitgliederversammlung wird deshalb hiermit zur allgemeinen Kenntnis gebracht. Äußerungen zu der Angelegenheit und etwaige Einsprüche werden bis zum 31. März 1930 an den Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses, Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam, Geodätisches Institut, erbeten. Erläuternd möge noch bemerkt werden, daß nicht eine Änderung des bisherigen Begriffes „Sekundenpendel" usw. beabsichtigt wird, sondern lediglich die Änderung des bisherigen Begriffes „Schwingung" in „Halbschwingung". Man würde dann also in Zukunft z. B. sagen, daß ein Sekundenpendel in der Sekunde eine Halbschwingung ausführt.

Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.

Die zwischenstaatliche Zusammenkunft für Bergbau, Hüttenwesen und angewandte Erdkunde wird zum sechstenmal vom 22. bis 28. Juni 1930 in Lüttich stattfinden. Anfragen hierzu werden an die Ordnungsstelle der Zusammenkunft, Lüttich, Ufer der Vereinigten Staaten 16, erbeten.

Personalnachrichten

Berlin. Am 1. Dezember 1929 feierte Dr. Karl Mey, Vorstandsmitglied der Osram-Gesellschaft und technischer Direktor der Osram A-Fabrik das 25jährige Dienstjubiläum. In diesen 25 Jahren hat Dr. Mey an der Entwicklung der Glühlampe entscheidenden Anteil genommen, insbesondere bei der Herabsetzung des Fabrikationsausschusses, Verringerung der Kosten, Steigerung der Produktion, aber auch bei der Minderung des spezifischen Wattverbrauches.

Neben der Glühlampe hat Dr. Meys Arbeit von Anfang an auch der Elektronenröhre aller Arten gegolten, deren Herstellung in der A-Fabrik sich ebenfalls zum Großbetrieb entwickelt hat. Die A-Fabrik beschäftigt jetzt rund 3000 Personen, darunter zahlreiche Physiker und andere Wissenschaftler, die Dr. Mey herangezogen hat.

Die Gesellschaft für technische Physik und auch die Deutsche physikalische Gesellschaft werden aber heute besonders der Dienste gedenken, die Dr. Mey der Wissenschaft unmittelbar geleistet hat durch seine Tätigkeit an leitender Stelle in unserer Gesellschaft. Seit 1922 Schatzmeister hat er unsere Gesellschaft über die Schwierigkeiten der Inflation und Deflation glücklich hinweggeführt, wobei noch zwei Zeitschriften, die „Physikalischen Berichte" und die „Zeitschrift für technische Physik" entwickelt wurden. Besonders die Berichte erfreuen sich der liebevollen Betreuung durch Dr. Mey; sie sind heute durch Erfassung fast der gesamten physikalischen Weltliteratur ein vorbildliches und unersetzliches Werkzeug der physikalischen und technisch-physikalischen Forschung geworden.

Wir wünschen, daß der Jubilar seine so erfolgreiche Tätigkeit noch recht lange zum Wohle unserer Wissenschaft und der Technik fortführen möge.

Gesellschaftsnachrichten

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Gemeinsame Sitzung mit der Physikalischen Gesellschaft, Freitag, den 13. Dezember 1929, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikalischen Institus der Technischen Hochschule Charlottenburg

Herr E. Warburg, Photolyse der Lösungen von Schwefelwasserstoff in Hexan und in Wasser. (Nach gemeinsamen Versuchen mit Herrn W. Rump.)

Herr K. Herrmann, Röntgenaufnahmen an flüssigen Kristallen im Magnetfeld.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Johannes Baerwald, Darmstadt:
Herr Dr. jur. Friedrich List, Darmstadt, Wilhelminenstraße 23 part.

Seitens des Herrn Dr. Berg, Berlin-Siemensstadt:
Herr Dr. Ulrich Fischer, Wilmersdorf-Friedenau, Kaiserplatz 10 b. Hertzberg.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Diesselhorst, Gliesmarode bei Braunschweig:
Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Braunschweig.

Seitens des Herrn Dr. Hase, Hannover:
Herr Prof. Dr. Fues, Hannover, Jägerstraße 12.

Seitens des Herrn Dr.-Ing. Alfred Schack, Düsseldorf:
Herr Ingenieur Ewald Speth, Düsseldorf, Schützenstraße 60.

Seitens des Herrn Dr. H. Schering, Dresden:
Herr Dipl.-Ing. Kurt Braune, Dresden-A. 21, Schlüterstraße 40 B II.
Herr Dr.-Ing. Heinz Küppenbender, Dresden-A. 19, Tischerstraße 30 III.
Herr Dipl.-Ing. A. R. Schulze, Dresden-A. 21, Ermelstraße 27 II.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen

Herr Dr. phil. Richard von Dallwitz-Wegner, Heidelberg, Wilhelmstraße 11, jetzt Heidelberg, Gaisbergweg.

Herr Dipl.-Ing. Rudolf Faust, Kiel, Wrangelstraße 30, jetzt Kiel, Moltkestraße 58.

Herr Dr. Herbert Kirsten, Steglitz, Mariendorferstr. 53 I, jetzt Berlin-Wilmersdorf, Ahrweilerstraße 15 III.

Herr Dipl.-Ing. K. Ritzau, Apartado Postal 1146. Mexico D. F., jetzt c/o. Dr. Garett Kemp. 3633 Binckley. University Park. Dallas, Texas. U. S. A.

Herr Dr. Alfred Rüttenauer, Charlottenburg, Mommsenstraße 53/54, jetzt Berlin W, Klopstockstraße 4 hpt.

Herr Prof. W. O. Schumann, München, Bauerstraße 40, jetzt München 27, Pienzenauerstraße 54.

Herr Dipl.-Ing. Schwab, Baumschulenweg, Köpenicker Landstraße, jetzt Berlin-Dahlem, Schweinfurthstraße 96.

Herr Dr. Ernst Otto Seitz, Charlottenburg 5, Schloßstraße 50 II, jetzt Berlin W 62, Burggrafenstraße 4 III.

Herr W. Tietze, Grünheide/Mark, Ulrichstraße 9, jetzt Breslau 16, Auenstraße 19.

Verstorben

Herr Geheimrat Prof. Dr. Dieterici, Hannover, Luerstraße 28.

Ortsgruppe Dresden

Sitzung am 17. Dezember 1929, 19½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule, Bismarckplatz 18.

1. Geschäftliches: a) Bericht des Vorstandes, b) Neuwahl der ausscheidenden Vorstands- und Beiratsmitglieder, c) Wahl zweier Kassenprüfer, d) Festsetzung des Mitgliedsbeitrages für 1930, e) Allgemeines.
2. Herr K. Fleischer über: „Die lichtelektrische Zelle, ihre Entwicklung und ihre technischen Anwendungsgebiete".

H. Joachim, 1. Vorsitzender.

Deutsche Physikalische Gesellschaft zu Berlin

Sitzung Freitag, den 6. Dezember 1929, nachm. 5½ Uhr, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität Berlin NW, Reichstagsufer 7/8

A. Geschäftsversammlung.
B. Wissenschaftlicher Teil:
Herr W. Bothe, Automatische Koinzidenzzählung (Vorführung).
Herr S. Erk, Über die Zähigkeit fester Körper.

Inhaltsverzeichnis 1929

Die Zahlen bedeuten die Seiten

A. Sachverzeichnis

Allgemeines, Zusammenfassende Berichte, Originalbeiträge, Zuschriften an die Schriftleitung, Mitteilungen aus Technik und Industrie, Kurze Auszüge, Buchbesprechungen

Allgemeines.

Buchbesprechungen.

Die eingeklammerten Namen sind die der Rezensenten.

Allgemeine Chemie, Elektrochemie, physikalische Chemie.

Allgemeine Physik.



Allgemeine Technik.

Allgemeine Wärmelehre.

Allgemeine technische Akustik.

Allgemeine technische Elektrizitätslehre und Magnetik.

Allgemeine technische Optik.

Allgemeine technische Physik.

Bewegungsvorgänge bei Maschinen.

Dampf- und Gasströmung, Explosionen.

Elastomechanik.

Elektrische Maschinen und Apparate.

Elektrische Meßtechnik.

Elektrische Schwingungen

(Sende- und Empfangsapparate).

Farbenphysik

(Farbenlehre, Farbenuntersuchung).

Flüssigkeitsmechanik.


Digitized by Google

B. Namenverzeichnis

Die eingeklammerten Buchstaben hinter den Namen bedeuten:

(A) = Verfasser eines mit Namen bezeichneten Aufsatzes oder einer Mitteilung.
(R) = Verfasser einer Buchbesprechung.
(B) = Nennung als Verfasser eines selbständigen Buches oder als Herausgeber einer Zeitschrift (unter Besprechungen).
(P) = Nennung in einer persönlichen oder gesellschaftlichen Mitteilung (auch in einem Lebensabriß).

Die Zahlen bedeuten die Seiten

Redaktionsschluß am 16. Dezember 1929 Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

ZWEITES PRAGER HEFT

ZEITSCHRIFT FÜR TECHNISCHE PHYSIK

Herausgegeben von der Deutschen Gesellschaft für technische Physik. E. V. unter Mitwirkung von Prof. Dr. rer. techn. h. c. Dr. GEORG GEHLHOFF und Prof. Dr. HANS RUKOP.
Schriftleitung: Dipl.-Ing. Prof. Dr. WILHELM HORT, Berlin NW 87, Franklin Str. 6

LEIPZIG • VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

1929 Zehnter Jahrgang Nr. 12

Am 5. Dezember verschied nach schwerer Krankheit unser Herr

FRITZ BLAU

Dr. phil., Dr.-Ing. eh.

Seine Lebensarbeit, unserm Unternehmen gewidmet, galt der Entwickelung der elektrischen Beleuchtung; sie war getragen von ungewöhnlich reichem Wissen und hohen Gaben des Verstandes. Lauter und gewinnend war seine Persönlichkeit. So wird sein Name mit dem Namen Osram dauernd verknüpft bleiben; wir werden ihn nicht vergessen.

OSRAM
G. m. b. H. Kommanditgesellschaft

Berlin, den 6. Dezember 1929

Systematisches Inhaltsverzeichnis

(Fortsetzung des Inhalts auf Seite VI des Umschlags)

Jährlich erscheinen 12 Nummern. Halbjahrspreis im In- und Auslande Rm. 24.—, bei direkter Zusendung einschließlich Porto im Inland Rm. 25.—, im Ausland Rm. 25.50. Zu beziehen durch jede Buchhandlung, sowie vom Verlag direkt.

(Fortsetzung des Inhalts von Seite IV des Umschlags)

Verantwortlich für den Anzeigenteil: Bernhard v. Ammon, Leipzig C1, Salomonstr. 18B

Metzger & Wittig, Leipzig

